

Zeitschrift für Geophysik

Veröffentlicht im Auftrag der
Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

Digitized by the Internet Archive
in 2025

Zeitschrift für Geophysik

Herausgegeben im Auftrage der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

G. Angenheister, Potsdam – O. Hecker, Jena – Fr. Kossmat, Leipzig
Fr. Linke, Frankfurt – W. Schweydar, Potsdam – E. Wiedert †, Göttingen

Schriftleitung: Prof. Dr. G. Angenheister, Potsdam

IV. Jahrgang 1928

Mit 183 Textfiguren

Braunschweig

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges.
1928

Reprinted with the permission of Friedr. Vieweg & Sohn, Verlag

JOHNSON REPRINT CORPORATION
111 Fifth Avenue, New York, N.Y. 10003

JOHNSON REPRINT COMPANY LIMITED
Berkeley Square House, London, W. 1

Alle Rechte,
namentlich das Recht der Übersetzung in fremde Sprachen, vorbehalten

First reprinting, 1966, Johnson Reprint Corporation

Printed in West Germany

Elektra, Frankfurt a. M. / Höchst

Gezeitenerscheinungen in der Atmosphäre.

[Zusammenfassender Bericht*].

Von **J. Bartels**, Berlin-Eberswalde. — (Mit zehn Abbildungen.)

Nach einem Überblick über die harmonische Analyse der Gezeitenkräfte, wird die Analogie zwischen den Gezeiten eines unbegrenzten Ozeans gleichförmiger Tiefe und der Atmosphäre behandelt. Die solaren und lunaren periodischen Druckschwankungen sind Resonanzschwingungen der Erdatmosphäre. Die Eigenperioden von drei Schwingungsformen, die den Kugelfunktionen P_2^2 , P_2^0 und P_4^2 entsprechen, fallen in die Nähe der Perioden der anregenden Kräfte. Die dritteltägige solare Druckschwankung wird durch die entsprechende Periode der Lufttemperatur erzeugt, die lunare halbtägige Welle ist eine Wirkung der Flutkraft des Mondes, während die halbtägige solare Druckwelle durch das Zusammenwirken der solaren Flutkraft und der halbtägigen Temperaturschwankung entsteht. Das Zurückbleiben der Amplitude der lunaren Flut hinter dem theoretischen Wert deutet darauf hin, daß die gesamte feste und flüssige Erdoberfläche im Mittel zu $\frac{3}{4}$ den Gezeitenkräften nachgibt. Die periodischen Luftversetzungen, die mit den Druckwellen verbunden sind, können für die höchsten leitenden Atmosphärenschichten aus erdmagnetischen Beobachtungen erschlossen werden.

1. Die Gezeitenkräfte. Die nächsten Himmelskörper, Sonne und Mond, erzeugen an der Erdoberfläche zusätzliche Gravitationskräfte, die den Erdkörper sphäroidisch zu verlängern streben und wegen der wechselnden Stellung von Sonne und Mond periodisch veränderlich sind. Diese Kräfte sind sehr schwach, etwa 10^{-7} der Schwerkraft. Die Niveauflächen des Gesamtpotentials der Erdschwere und der störenden Flutkräfte entfernen sich bei vereinigter Sonnen- und Mondwirkung um weniger als 1 m von den ungestörten Potentialflächen der Erdschwere. Wäre die Erdkugel ganz mit Wasser bedeckt, und würden die Erdrotation und die Bewegungen von Sonne und Mond langsam genug erfolgen, so hätte das Wasser Zeit, seine Oberfläche in jedem Augenblick den gestörten Niveauflächen anzupassen. Der vertikale Abstand zwischen gestörten und ungestörten Niveauflächen stellt also die Gleichgewichtsflut ξ dar, bei

*) Nach einem Vortrag in der Gesellschaft für angewandte Mathematik und Mechanik, Berlin, Juni 1927, und einer kurzen Mitteilung auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Frankfurt a. M., Sept. 1927.

der längs der freien Oberfläche Gleichgewicht zwischen Schwerkraft und Flutkräften bestünde. Ist z die Höhe über dem Meeresspiegel, g die Schwerebeschleunigung, Ω das Potential der Gezeitenkräfte, so ist das Gesamtpotential gleich $(gz + \Omega)$; die ungestörte Oberfläche $z = 0$ verändert sich also auf $\bar{\xi} = -\Omega/g$. $\bar{\xi}$ ist also nur ein anschaulicher Ausdruck für die Gezeitenkräfte.

Ist σ die Zenitdistanz des Gestirns, r seine Entfernung von der Erde, so ist die geographische Verteilung von $\bar{\xi}$ in erster Näherung gegeben durch

$$\bar{\xi} = \text{const. } P_2^2(\cos \sigma)/r^3 = \text{const. } \frac{1}{2}(3 \cos^2 \sigma - 1)/r^3 \quad (1)$$

σ und r sind Funktionen der Zeit, die durch die relative Bewegung der flut-erzeugenden Körper bestimmt werden. $\bar{\xi}$ als Funktion von Ort und Zeit wird durch die harmonische Analyse des Gezeitenpotentials ausgedrückt. In der konsequenten Fortsetzung der Darwinschen Rechnungen durch Doodson⁹⁾ versteht man darunter die Entwicklung von $\bar{\xi}$ in eine Summe von Partialtiden folgender Form:

$$\bar{\xi} = \sum D \cdot G(\vartheta) \cdot \left\{ \frac{\sin}{\cos} \right\} (n_1 \tau + n_2 s + n_3 h + n_4 p + n_5 N' + n_6 p_1) \quad (2)$$

Hierin bedeuten n_1, n_2, \dots, n_6 ganze Zahlen (+, — oder 0), D Zahlenkoeffizienten, $G(\vartheta)$ geodätische Koeffizienten (D und G abhängig von n_1, n_2, \dots, n_6), ϑ Abstand vom Nordpol; ferner τ mittlere lokale Mondzeit in Winkelmaß, von der unteren Kulmination ab gerechnet, s, h mittlere Längen des Mondes und der Sonne, p, p_1 Längen des Perigäums des Mondes und der Sonne, N' negative Länge des aufsteigenden Knotens der Mondbahn. Die Umlaufzeiten der Argumente, die sämtlich gleichförmig mit der Zeit wachsen, sind für τ 24^h 50^m, für s 27.3 Tage, für h 1 Jahr, für p 8.85, N' 18.6, p_1 21 000 Jahre. Unter den Argumenten in (2) sind auch die üblichen enthalten, z. B. τ mittlere Mondzeit, $(\tau + s)$ Sternzeit, $(\tau + s - h)$ Sonnenzeit t .

Man kann die Formel (2) für $\bar{\xi}$ auffassen als zeitlichen Ablauf an einem bestimmten Orte, aber auch als Verteilung von $\bar{\xi}$ auf der ganzen Erde in einem festen Augenblick, denn $\tau = 0$ für Greenwich ist gleichzeitig $\tau = \lambda$ in der östlichen Länge λ . Die Glieder mit den größten Koeffizienten gehören ausschließlich zwei Gruppen an, deren geodätische Koeffizienten G die tesserale Kugelfunktion $P_2^1(\vartheta)$ für die ganztägigen ($n_1 = 1$) und die sektorielle Funktion $P_2^2(\vartheta)$ für die halbtägigen ($n_1 = 2$) Glieder sind. Jeder wesentliche Term hat also die Form

$$\begin{aligned} \text{ganztägig} & \dots \text{const. } \sin 2\vartheta \cdot \cos(\lambda + \alpha), \\ \text{halbtägig} & \dots \text{const. } \sin^2 \vartheta \cdot \cos(2\lambda + \beta). \end{aligned}$$

Die Haupttide ist die halbtägige Mondtide M_2 mit $\bar{\xi} = 100 \cdot C \cdot \sin^2 \vartheta \cos 2\tau$, wobei $100 C = 24.4 \text{ cm}$. Die Amplituden der übrigen Partialtiden werden

ebenfalls als Vielfache von C , also in Prozenten der Amplitude von M_2 angegeben. Hier kommen von den übrigen Tiden nur noch folgende in Betracht:

Die halbtägige Sonnentide S_2 mit $46.6 C \sin^2 \vartheta \cos 2t$,
 die elliptische Mondtide N_2 mit $19.2 C \sin^2 \vartheta \cos(2\tau - s + p)$,
 der halbtägige Term $-3.7 C \sin^2 \vartheta \cos(2\tau - N')$,
 ferner die ganztägige Mondtide O_1 mit $41.5 C \sin 2\vartheta \sin(\tau - s)$.

Die luni-solaren oder Sternzeitglieder K_1 , K_2 , sowie die übrigen ganztägigen Terme P_1 , Q_1 , M_1 sind, trotz ihrer zum Teil großen Koeffizienten, für die Erklärung der Druckbeobachtungen belanglos (§ 9).

Die anschauliche Deutung der einzelnen Terme ist bekannt und ergibt sich aus den zeitlichen Argumenten. M_2 und S_2 entsprechen fiktiven, gleichförmig im Äquator kreisenden Monden und Sonnen. N_2 gibt den Einfluß der Mondentfernung wieder, denn $(s - p)$ ist die Entfernung des Mondes vom Perigäum, längs der Ekliptik gemessen (Hilfsmond in gleichförmiger Entfernung im Äquator, halbwegs zwischen mittlerem Mond und Perigäum; er bleibt im Monat um etwa einen halben Mondtag hinter dem mittleren Mond zurück). O_1 stellt, wie alle ganztägigen Glieder, die Asymmetrie der Flut relativ zum Äquator dar, die durch die Schiefe der Ekliptik entsteht und am einzelnen Orte als „tägliche Ungleichheit“ erscheint. Das Glied mit dem Argument $(2\tau - N')$ schließlich geht darauf zurück, daß die Mondbahn um etwa 5° gegen die Ekliptik geneigt ist. Da der aufsteigende Knoten in 18.6 Jahren die Ekliptik durchläuft, so schwankt während eines Knotenumlaufs die Neigung J der Mondbahn gegen den Äquator zwischen $23\frac{1}{2} \pm 5^\circ$. Je geringer J ist, desto größer ist die fluterzeugende Kraft des Mondes im Monatsmittel. Deshalb addiert sich der Term mit $(2\tau - N')$ zu M_2 für $N' = 180^\circ$ (d. h. $J = 18\frac{1}{2}^\circ$), während er für $N' = 0$ ($J = 28\frac{1}{2}^\circ$) entgegengesetztes Vorzeichen hat.

2. Problemstellung. Sowohl der feste Erdkörper wie die Ozeane und die Atmosphäre geben den Gezeitenkräften nach. Für die feste Erde ist das z. B. durch Beobachtung der periodischen Lotschwankungen nachgewiesen, die etwa $0.01''$ erreichen; beim Meere zeigt sich die Ebbe und Flut unmittelbar in dem Steigen und Fallen des Wassers an der Küste. Am Grunde der Atmosphäre können wir horizontale Massenverschiebungen unter der Wirkung der Flutkräfte am besten als Luftdruckschwankung nachweisen, denn bei den langsamen meteorologischen Vorgängen ist der Luftdruck am Boden stets proportional der darüberliegenden Luftmasse. Um die Größenordnung der Druckänderungen im voraus abzuschätzen, wollen wir eine Atmosphäre über einer starren Erde annehmen. Im Falle der Gleichgewichtsflut würden (angenähert) die Isobarenflächen mit den gestörten Niveauflächen zusammenfallen; beim Hauptmondglied würde die Hebung um 24.4 cm einer Druckamplitude von $c_2 = 0.022 \text{ mm}$ entsprechen, was an den gewöhnlichen Barographen nicht abzulesen wäre.

Wir wollen damit die Beobachtungen vergleichen. In unseren Breiten sind die Verhältnisse ungünstig, wegen der großen unperiodischen Druckänderungen, die mit dem Wetterwechsel, dem Neben- und Übereinanderfließen kalter und warmer Luftmassen verbunden sind. In den Tropen, mit ihrer gleichmäßigen Witterung, hängt dagegen der Gang des Luftdrucks im allgemeinen nur unwesentlich mit den Witterungserscheinungen zusammen. Vielmehr schreibt der Barograph dort an jedem Tage zwei äußerst regelmäßige sinusförmige Wellen von je 12 Std. Dauer [Fig. 10*]). Die Maxima dieser täglichen Doppelwelle treten bekanntlich um 10 Uhr vormittags und abends ein, die Minima um 4 Uhr früh und nachmittags. Die Amplitude ($= \frac{1}{2}$ (Max. — Min.)) beträgt etwa 1 mm. Der naheliegenden Deutung als Ebbe und Flut stehen folgende Bedenken entgegen: 1. Die Flutkraft der Sonne (S_1)

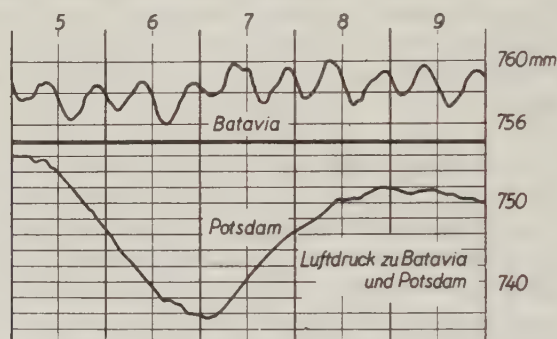


Fig. 10.

Registrierungen des Luftdrucks zu Batavia und Potsdam, 5. bis 9. November 1919. Mittlere Ortszeit. — Druckmaßstab für Potsdam halb so groß wie für Batavia. — Zur Veranschaulichung des typischen Unterschiedes im Druckverlauf innerhalb und außerhalb der Tropen.

beträgt nur 46 Proz. von der des Mondes (M_2). Wie kommt es, daß die lunare Flut in den Barogrammen so völlig gegen die solare zurücktritt? — 2. Warum tritt das Druckmaximum nicht zur Zeit der Meridiandurchgänge der Sonne ein, also um Mittag und Mitternacht, sondern 2 Std. vorher? — 3. Weshalb ist die solare Flut 100 mal so groß, als auf Grund der Gleichgewichtstheorie zu erwarten?

Zunächst scheint folgender Ausweg möglich: Der Mond kann zwar seiner ganzen physikalischen Beschaffenheit nach nur durch seine Gravitation geophysikalische Erscheinungen auslösen. Die Sonne dagegen sendet auch Strahlung. Wenn man aber versucht, die halbtägige Luftdruckschwankung mit der periodischen Erwärmung der Luft durch die Sonne in Zusammenhang zu bringen, so stößt man sofort wieder auf eine Schwierigkeit: Die tägliche Temperaturschwankung ist eine wesentlich ganztägige Periode; es ist also unwahrscheinlich, daß sie eine halbtägige Druckwelle verursachen sollte.

*) Fig. 1 bis 9 sind im vorhergehenden Aufsatz (Veranschaulichung beobachteter Perioden usw.), Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. 3, Heft 8, enthalten, dessen Methoden hier benutzt werden.

An diesem Problem hat sich die Theorie der Gezeitenschwingungen der Atmosphäre entwickelt, und heute kann die Frage in den Grundzügen als gelöst gelten. Es ist verständlich, daß diese Theorie große Ähnlichkeit mit derjenigen der Gezeiten eines flüssigen Ozeans haben wird; die Kompressibilität der Luft verwickelt die Rechnungen, aber es läßt sich eine weitgehende Analogie zwischen den Bewegungen der Luft und des Wassers ableiten. — Nur wenige Namen seien genannt [Geschichtliches in ⁵⁾]: Von Lord Kelvin stammt der Grundgedanke, wonach die Erde als Ganzes auf halbtägige Schwingungen abgestimmt ist. M. Margules wandte die Laplacesche Gezeitentheorie darauf an. J. Hann¹⁰⁾ sammelte und analysierte das Beobachtungsmaterial für die solare Schwankung. S. Chapman⁵⁾ erklärte die solaren und lunaren Druckwellen aus den anregenden Kräften.

3. Die Analogie zwischen den Gezeiten des Meeres und der Atmosphäre²⁾.

Die Grundgleichungen für kleine atmosphärische Bewegungen von Gezeitencharakter lauten, unter Vernachlässigung unwesentlicher Glieder,

$$\left. \begin{aligned} \varrho_0 \left(\frac{\partial u}{\partial t} - 2\omega v \cos \vartheta \right) &= -\frac{\partial p}{a \partial \vartheta} - \varrho_0 \frac{\partial \Omega}{a \partial \vartheta}, \\ \varrho_0 \left(\frac{\partial v}{\partial t} + 2\omega u \cos \vartheta \right) &= -\frac{\partial p}{a \sin \vartheta \partial \lambda} - \varrho_0 \frac{\partial \Omega}{a \sin \vartheta \partial \lambda}, \\ 0 &= -\varrho g - \frac{\partial p}{\partial z}; \\ \frac{\partial \varrho}{\partial t} + \frac{1}{a \sin \vartheta} \left(\frac{\partial}{\partial \vartheta} (\varrho_0 \sin \vartheta \cdot u) + \frac{\partial}{\partial \lambda} (\varrho_0 v) \right) + \frac{\partial}{\partial z} (\varrho_0 w) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Dabei ist ϑ Poldistanz, λ östliche Länge, z Höhe; u, v, w Komponenten der Geschwindigkeit nach Süden, Osten, oben; ϱ Dichte der Luft (ϱ_0 für Ruhe), $p = p_0 + p^*$ Luftdruck (p_0 für Ruhe), t Zeit, g Schwere, ω Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation, a Erdradius, $\Omega = -g\bar{\xi}$ Gezeitenpotential; der Index s bezeichnet Bodenwerte.

Die Gleichungen für die Gezeitenbewegungen in einem inkompressiblen Ozean gleichförmiger Tiefe h lauten:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} - 2\omega v \cos \vartheta &= -\frac{g}{a} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (\xi - \bar{\xi}), \\ \frac{\partial v}{\partial t} + 2\omega u \cos \vartheta &= -\frac{g}{a \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \lambda} (\xi - \bar{\xi}); \\ \frac{\partial \xi}{\partial t} + h \cdot \frac{1}{a \sin \vartheta} \left\{ \frac{\partial}{\partial \vartheta} (u \sin \vartheta) + \frac{\partial v}{\partial \lambda} \right\} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots \dots (4)$$

Dabei ist ξ die Erhebung der freien Oberfläche, $\bar{\xi}$ die Höhe der Gleichgewichtsflut.

Zur vollständigen Analogie zwischen den Systemen (3) und (4) fehlt zweierlei: Erstens das Auftreten der Vertikalgeschwindigkeit w in der Kontinuitätsgleichung (3). w wird weggeschafft durch Integration dieser Gleichungen über die ganze Höhe der Atmosphäre, denn

$$\int_{z=s}^{z=\infty} \frac{\partial}{\partial z} (\varrho_0 w) dz = \varrho_0 w \Big|_s^{\infty} = 0.$$

Zweitens das gleichzeitige Auftreten von ϱ und p in (3). Statt ϱ wird die Temperatur T eingeführt, mit Hilfe der Zustandsgleichung $p = R \varrho T$ (R = Gas-konstante). Dabei muß man bedenken, daß jeder Druckänderung eine Temperaturänderung entspricht zufolge $\Delta T/T = \frac{\kappa - 1}{\kappa} \Delta p/p$ ($\kappa = c_p/c_v$ = Verhältnis der spezifischen Wärmen); außerdem werden Temperaturänderungen $\tau^* T_0$ durch Wärmezufuhr und -entzug durch Strahlung und Leitung auftreten. Man kann das atmosphärische Gleichungssystem (3) derartig umformen, daß es formal ebenso gebaut ist, wie das System (4) für den Ozean. Diese Umformung gilt streng für eine Atmosphäre mit adiabatischem vertikalen Temperaturgradienten; der Vergleich mit den weitergehenden Rechnungen von H. Lamb¹⁴⁾ zeigt, daß die Vernachlässigung für andere Temperaturgradienten nur zu unwesentlichen Fehlern führt. Es entsprechen einander allgemein folgende Größen:

<p>Ozean Atmosphäre</p> <p>$u, v \sim \bar{u}, \bar{v},$</p> <p>$h \sim I_1,$</p> <p>$\xi \sim I_1 \cdot p_s^*/p_{s0},$</p> <p>$\bar{\xi} \sim -(\Omega/g) - T^*.$</p>	<p style="text-align: center;">Dabei bedeuten:</p> <div style="display: flex; align-items: center; justify-content: center;"> $\left. \begin{aligned} \bar{u} &= \frac{g}{p_{s0}} \int_s^{\infty} \varrho_0 u dz, & \bar{v} &= \frac{g}{p_{s0}} \int_s^{\infty} \varrho_0 v dz, \\ I_1 &= \int_s^{\infty} (p_0/p_{s0})^{1/\kappa} dz, \\ T^* &= \frac{g}{R} \int_s^{\infty} \frac{p_0}{p_{s0}} \int_s^z \frac{\tau^*}{T_0^2} \left(\frac{p_0}{p_{s0}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} dz dz. \end{aligned} \right\} \quad (5)$ </div>
---	---

Die physikalischen Dimensionen entsprechender Größen stimmen überein.

Die freien Schwingungen sind durch h oder I_1 bestimmt. Die Daten für den Druck p_0 in der freien Atmosphäre geben bei numerischer Integration für Europa $I_1 = 9.97$ km, für den Äquator 10.06 km. Die Atmosphäre ist also einem Wasserozean der gleichförmigen Tiefe 10 km äquivalent. Das gilt aber nur, solange man vom Meeresspiegel ausgeht; über den Einfluß der Gebirge vgl. § 5. Zur Gravitation Ω tritt die tägliche, vom adiabatischen Effekt befreite Temperaturschwankung $\tau^* T_0$ als anregende Kraft.

Der Wert der Analogie (5) liegt darin, daß die Theorie der Schwingungen eines Ozeans gleichförmiger Tiefe fertig vorliegt (Laplace, Hough). Es

ist bemerkenswert, daß man soviel Scharfsinn auf die Lösung dieses Problems verwandt hat, obwohl bei den Ozeanen auch nicht die entfernteste Möglichkeit besteht, die Theorie an den Beobachtungen zu prüfen. Denn die Begrenzung der Ozeane durch die Kontinente bringt Grenzbedingungen hinein, wodurch sich die Erscheinung in mehr oder weniger selbständige Schwingungen der einzelnen Ozeane und Meeresteile auflöst. Erst in der Übertragung auf die unbegrenzte Atmosphäre, wie sie, in anderer Form, auf Laplace und Margules zurückgeht, wird die Theorie angewandt zur Deutung geophysikalischer Beobachtungen.

4. Die Lösungen für den Ozean¹³⁾. Es werden periodische Bewegungen betrachtet; $u, v, \xi, \bar{\xi}$ haben den Zeitfaktor $e^{i(\sigma t + \varepsilon)}$. Für nicht rotierende Erde ($\omega = 0$) kann man u, v eliminieren und bekommt für freie Schwingungen ($\bar{\xi} = 0$) für ξ die Gleichung der Kugelflächenfunktionen. Die Knotenlinien $\xi = 0$ der Kugelfunktion $P_n^m(\cos \vartheta) \cos m\lambda$ fallen mit $2m$ Meridianen ($\lambda = \text{const}$)

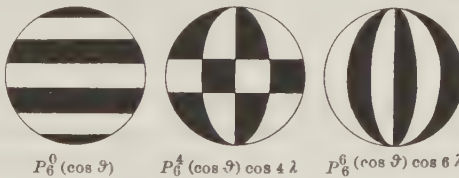


Fig. 11.

Schematische Darstellungen der Kugelfunktionen $P_6^0(\cos \vartheta)$ (zonale), $P_6^4(\cos \vartheta) \cos 4\lambda$ (tesseral) und $P_6^6(\cos \vartheta) \cos 6\lambda$ (sektoriell), in orthogonaler Projektion einer Halbkugel. Gebiete mit positivem Vorzeichen schwarz, mit negativem Vorzeichen weiß.

und $(n - m)$ Parallelkreisen ($\vartheta = \text{const}$) zusammen und teilen die Kugel in Flächen abwechselnden Vorzeichens. Wegen der besonderen Form dieser Gebiete (Fig. 11) unterscheidet man zonale ($m = 0$), tesserale ($0 < m < n$) und sektorielle ($m = n$) Funktionen. Außer stehenden und wandernden Wellen sind stationäre Bewegungen möglich. Zu den Wellen der n -ten Ordnung gehört die Eigenfrequenz

$$\sigma_n = \sqrt{n(n+1)} \cdot \sqrt{gh}/a \quad \dots \dots \dots (6)$$

Für erzwungene Schwingungen ($\bar{\xi} \sim P_n^m \cos m\lambda$) der Periode σ wird

$$\xi = \bar{\xi} / \left(1 - \frac{\sigma^2}{\sigma_n^2}\right) \quad \dots \dots \dots (7)$$

Für rotierende Erde werden die Verhältnisse verwickelter. Laplace verwandte Reihen nach Potenzen von $\cos \vartheta$; Hough gelang es, nach Kugelfunktionen zu entwickeln, wodurch der Übergang von der ruhenden zur rotierenden Erde klarer wird. Man sucht Lösungen proportional $e^{i(\sigma t + m\lambda + \varepsilon)}$. Die Knotenlinien fallen noch immer mit Meridianen und Parallelkreisen zusammen. Jeder Schwingungsform auf ruhender Erde entspricht eine solche auf rotierender Erde.

mit derselben Anzahl von Knotenlinien. Diese haben aber ihre Lage verändert, und ξ wird als unendliche Reihe dargestellt:

$$\cos m \lambda (\dots + k_{n-4}^m P_{n-4}^m + k_{n-2}^m P_{n-2}^m + k_n^m P_n^m + k_{n+2}^m P_{n+2}^m + k_{n+4}^m P_{n+4}^m + \dots) \quad (8)$$

wobei allerdings P_n^m noch das Hauptglied bleibt. Die zonalen Schwingungen entsprechend P_n^0 bleiben symmetrisch um die Rotationsachse, aber die Bewegung der Wasserteilchen ist nicht mehr rein meridional. Bei den sektoriellen und tesseralen Schwingungen entstehen drei Klassen, von denen keine stationär ist. Aus den stationären Bewegungen, die ohne Niveauänderung auf nicht rotierender Erde möglich sind, entstehen Wellen, die sehr langsam westwärts wandern und in mehreren Tagen die Erde umkreisen. [Wellen zweiter Art (Klasse) nach Margules (Hough).] Die fortschreitenden Wellen, die auf ruhender Erde mit gleichen Geschwindigkeiten west- und ostwärts fortschreiten, werden zu Wellen, die schneller westwärts, langsamer ostwärts fortschreiten. [Wellen erster Art (Klasse) nach Margules (Hough).] Da die störenden Kräfte (tägliche Temperaturschwankung, Gezeitenkräfte) der Rotation entgegengesetzt, also westwärts wandern, so kommen hier nur westwärts wandernde Wellen erster Art in Frage.

5. Eigenschwingungen der Erdatmosphäre. Die Amplitude einer erzwungenen Schwingung ist nach (7) proportional der anregenden Kraft, außerdem stark abhängig von dem Verhältnis der Frequenzen der Eigenschwingung und der erzwungenen Schwingung. Es ist also wichtig, die Eigenperioden S für die verschiedenen Schwingungsformen zu berechnen. Diese hängen allein von der Tiefe h des Ozeans ab. Hier interessieren vor allem die Schwingungsformen, die in den Beobachtungen (§ 6) hervortreten, also $P_2^2 \cos 2 \lambda$, mit $S = 12$ Stdn., ferner $P_4^3 \cos 3 \lambda$, mit $S = 8$ Stdn., P_2^0 mit $S = 12$ Stdn. Oben wurde die Tiefe des äquivalenten Ozeans zu 10 km berechnet; die entsprechenden Eigenperioden sind für P_2^2 11.08 Stdn., für P_2^0 11.46 Stdn., für P_4^3 7.16 Stdn. Die Übereinstimmung mit 12 und 8 Stdn. ist viel schlechter, als nach den Beobachtungen zu erwarten. Es ist besser, umgekehrt zu fragen, wie tief ein Ozean sein müßte, damit er zu diesen Schwingungsformen gerade die richtige Eigenperiode $\frac{1}{2}$ oder $\frac{1}{8}$ Tag hätte. Nebenbei bemerkt ist diese Fragestellung auch für die numerische Rechnung bequemer; die Kettenbruchgleichungen zwischen h und S lassen sich leichter nach h als nach S auflösen. Die „Resonanztiefen“ werden

$$\text{für } P_2^2 \text{ 7.84 km, für } P_4^3 \text{ 7.66 km, für } P_2^0 \text{ 8.84 km} \dots \quad (9)$$

Es gibt also einen gleichförmigen Ozean der Tiefe 8 km, der gleichzeitig für diese drei Schwingungsformen nahezu die verlangten Eigenperioden hat. Die Bedeutung dieser Tatsache tritt erst hervor, wenn man die Resonanztiefen anderer Schwingungsformen damit vergleicht, z. B. P_2^3 mit $S = 8$ Stdn., $h = 13.0$ km; P_4^2 , $S = 12$ Stdn., $h = 2.1$ km usw.; ferner gibt es überhaupt keinen Ozean, der für P_2^1 eine Eigenschwingung von 24 siderischen Stunden

hätte, so daß die ganztägigen Sternzeitglieder ganz, die anderen ganztägigen Gezeitenglieder nahezu ganz unterdrückt werden.

Wie wir sehen werden (§ 6), deuten die Beobachtungen der täglichen Druckwellen darauf hin, daß die Erdatmosphäre auf die Schwingungsformen P_2^3 , P_4^3 und P_2^0 eingestimmt ist. Wie erklärt sich der Widerspruch, daß die äquivalente Höhe der Atmosphäre zu 10 km berechnet wurde, während die Resonanztiefen dieser drei Schwingungsformen 1 bis 2 km darunter liegen?

Hier versagt leider die Rechnung, und man muß sich mit der qualitativen Antwort begnügen, daß der Widerspruch wahrscheinlich durch die Unebenheiten der Erdoberfläche bedingt ist. Die Orbitalbewegungen der Luftteilchen bei den täglichen Druckwellen sind zwar sehr gering; sogar bei der halbtägigen Druckschwankung erreicht die Ost-Westgeschwindigkeit am Äquator nur 20 cm/sec, und die ganze Hin- und Herbewegung umfaßt nur 3 km. Aber man kennt vom Ozean her den entscheidenden Einfluß der Randbedingungen. Für die Atmosphäre werden namentlich die Kettengebirge im Westen Amerikas wichtig sein, weil sie einen geschlossenen nordsüdlichen Wall von 2 bis 3 km Höhe bilden. Dadurch wird die äquivalente Höhe der Atmosphäre von ihrem Wert von 10 km, der vom Meeresspiegel aus gerechnet ist, vermutlich auf die Größenordnung von 8 km herabgedrückt. Dann ist auch verständlich, daß die Resonanztiefen für die zonale Schwingung P_2^0 größer sein darf als für die sektoriellen und tesseralen Formen, denn das Haupthindernis verläuft nordsüdlich, wird also die ostwestlich erfolgenden Oszillationen bei P_2^3 und P_4^3 stärker behindern, die nordsüdlich erfolgenden Oszillationen bei P_2^0 dagegen nur unwesentlich stören. Analytische Rechnungen hatten bisher keinen Erfolg, selbst für stark idealisierte Fälle. Das Wesentliche für die Erklärung der Resonanz liegt wohl in der Ähnlichkeit (9) der Resonanztiefen. Nach einer Bemerkung von Ad. Schmidt würde die äquivalente Höhe auch dann kleiner sein, wenn die freien Schwingungen nicht ganz adiabatisch verlaufen sollten.

Daß die Eigenschwingungsperioden überhaupt von der Größenordnung eines Tages sind, wird plausibel, wenn man bedenkt, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Druckstörungen (Schall 330 m/sec) und die Umfangsgeschwindigkeit der Erde (400 m/sec in 30° Breite) nicht stark voneinander abweichen; eine von der Sonne erzeugte Druckwelle läuft also gewissermaßen mit der Sonne um die Erde. — Im übrigen sei auf die Veranschaulichung der Resonanztheorie durch Ad. Schmidt^{18a)} verwiesen.

6. Die Beobachtungen für die sonnentägigen Druckschwankungen. Wie schon erwähnt (§ 2), hebt sich in den Tropen eine zwölfstündige solare Welle deutlich ab. Außerhalb der Tropen erhält man den periodischen sonnentägigen Gang erst dadurch, daß man die unperiodischen Schwankungen durch Mittelbildung eliminiert. Man bekommt für jeden Ort und jeden Monat Kurven für den täglichen Luftdruckgang, deren Amplituden sämtlich von der Größenordnung 1 mm Quecksilberdruck sind. Diese Kurven wechseln sowohl von

Ort zu Ort wie mit der Jahreszeit ihre Form beträchtlich. Man bekommt erst dann eine Übersicht, wenn man die Kurven harmonisch analysiert, d. h. auflöst in eine Summe von Sinuswellen, deren Periodenlänge nacheinander gleich einem Tage, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{4}$ Tag usw. sind. Die physikalische Bedeutung dieses — an sich rein formalen — Rechenverfahrens zeigt sich darin, daß die Extreme des halbtägigen Sinusgliedes (Fig. 12) überall zur selben Ortszeit eintreten wie am Äquator, also um 10 und 4 Uhr. Die eigentümlichen lokalen und jahreszeitlichen Verschiedenheiten der täglichen Druckgänge gehen fast ausschließlich auf das ganztägige Sinusglied zurück und sind eine Wirkung der ganztägigen Temperaturperiode. So war es möglich, die Gegensätze des täglichen Druckganges an Inland- und Küstenstationen, an Gipfel- und Talstationen auch quantitativ zu klären und z. B. im Sinne Hanns aus dem Druckgang auf Berggipfeln die tägliche Temperaturschwankung in der freien Atmosphäre abzuleiten¹⁵⁾. Wie stark das ganztägige Glied von lokalen temperaturerzeugten Luftverschiebungen abhängt (Land- und Seewind, Berg- und Talwind usw.), läßt sich am besten daraus ersehen, daß es an heiteren Tagen verstärkt ist, an trüben Tagen dagegen fast verschwindet

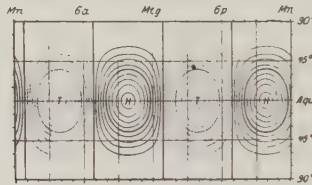


Fig. 12.

Erdkarte der (nach Westen) wandernden halbtägigen Druckwelle. Isobaren im Abstand 0.1 mm Hg. *H* hoher, *T* tiefer Druck. Die Meridiane sind durch die Ortszeit bezeichnet, die mit dem Mittag des Mittelmeridians zusammenfällt (*Mn* Mitternacht; 6a, 6p = 6 Uhr vor- und nachmittags).

(Fig. 7, S. 395). Die universelle halbtägige Welle dagegen wird nur wenig von lokalen Bedingungen berührt. Ihre Amplitude nimmt regelmäßig vom Äquator zum Pol ab [$s_2 = 0.937 \sin^3 \theta \sin(2t + 154^\circ)$ mm]²⁰⁾. Die Form ist ähnlich der sektoriellen Kugelfunktion P_2^2 . Während der Äquinoktien ist die Amplitude um etwa 8 Proz. größer als zur Zeit der Sonnenwende; mit zunehmender Höhe über dem Meeresniveau nimmt die Amplitude ziemlich genau proportional dem mittleren Luftdruck ab^{10) 12)}.

Diese regelmäßige zwölfstündige Welle, die die Erde von Osten nach Westen umkreist, scheint sich in Polnähe zu verlieren; die Phasenzeiten werden dort unregelmäßig. Ad. Schmidt¹⁷⁾ und Greely haben gezeigt, daß die Ordnung für diese Stationen wieder hergestellt wird, wenn man die Phase nicht nach Ortszeit, sondern nach Weltzeit berechnet. Die Maxima fallen fast ausnahmslos zwischen 11 und 12 Uhr mittlerer Greenwichzeit (Fig. 4, S. 391). Durch genaue Rechnung^{1) 20)} konnte man diesen Bestandteil der Doppelwelle, der nach Weltzeit abläuft, auch in niedrigeren Breiten nachweisen, wo er als ein kleiner Zusatz zu der ostwestlich wandernden Hauptwelle erscheint. Es handelt sich um eine

stehende Welle von ähnlicher Form, wie die zonale Kugelfunktion P_2^0 (Fig. 13). Die Amplitude erreicht maximal 0.1 mm am Pol.

Man hat erst ziemlich spät bemerkt, daß die dritteltägige Welle von ebenso planetarischem Charakter ist, wie die halbtägige¹¹⁾. Sie verläuft nach Ortszeit, wandert also mit der Sonne. Ihr Hauptteil ist antisymmetrisch zum Äquator¹⁸⁾, so daß auf demselben Meridian gleichzeitig auf der Nordhalbkugel das Maximum, auf der Südhalbkugel das Minimum des Druckes eintritt, während am Äquator der Druck konstant ist. Der erste Extremwert tritt überall um 2 Uhr morgens ein. Fig. 14 zeigt die Gebiete hohen und tiefen Druckes im Mittel der Monate November bis Februar (Nordwinter). Die Amplitude ist am größten unter 30° Nord- und Südbreite mit etwa 0.15 mm. Die Welle ähnelt der tesseralen Kugelfunktion P_4^3 . Im Winter tritt das nächtliche Druckmaximum um 2 Uhr schon im unzerlegten Gang hervor.

Während die halbtägige Druckwelle ihre Form und Phase das ganze Jahr hindurch beibehält, kehrt die dritteltägige Welle ihre Phase vom Sommer zum

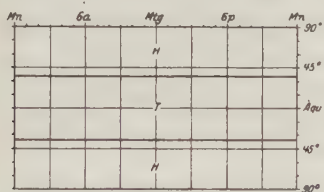


Fig. 13.

Fig. 13. Erdkarte der stehenden halbtägigen Druckwelle im Augenblick 11 Uhr Weltzeit. Nur die Nulllinien des Luftdrucks sind (stark) gezeichnet. Nach 3 Stdn. verschwinden die Druckabweichungen überall; nach 6 Stdn. sind H und T vertauscht.

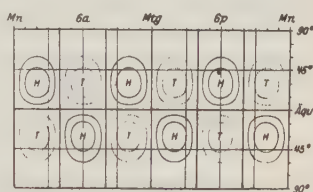


Fig. 14.

Fig. 14. Erdkarte des antisymmetrischen Anteils der (nach Westen) wandernden dritteltägigen Druckwelle; Mittel November—Februar. Abstand der Isobaren 0.05 mm Hg.

Winter um; in der entsprechenden Karte für den Nordsummer müßte man überall H und T in Fig. 14 vertauschen. In den Übergangsjahreszeiten verschwinden die dritteltägigen Wellen bis auf einen kleinen Rest (Fig. 9).

S. K. Pramanik¹⁶⁾ hat die vierteltägigen Druck- und Temperaturwellen untersucht; eine theoretische Bearbeitung ist angekündigt.

7. Die Beobachtungen für die lunaren Druckschwankungen. Der Mond braucht zu seinem scheinbaren Umlauf¹⁷⁾ um die Erde rund 50 Min. mehr als 24 Stdn. Um lunare Schwankungen zu berechnen, muß man also nach Mondzeit ordnen und die solaren Schwankungen eliminieren, falls sie sich nicht, wie bei vollen Monaten, von selbst wegheben. Für tropische Stationen findet man schon aus einjährigen Beobachtungen brauchbare Werte, und zwar, wie aus der Gezeitentheorie zu erwarten, eine doppelte Welle, deren Maxima mit den oberen und unteren Kulminationen zusammenfallen. Die Amplitude beträgt in Batavia 0.065 mm. Man hat lange Zeit vergeblich versucht [Laplace, Airy u. a.⁴⁾], diese lunare Druckwelle auch für unsere Breiten nachzuweisen. Die Schwierigkeit

liegt darin, daß die unperiodischen Druckschwankungen 100- bis 1000 mal größere Amplituden haben als die gesuchte periodische Welle. Die ersten zuverlässigen Werte wurden für Greenwich⁴⁾ abgeleitet, später für Deutschland²⁾ aus einer insgesamt 66 jährigen Reihe stündlicher Luftdruckwerte für Potsdam und Hamburg. Dabei ergibt sich, daß die lunare Druckvariation auch bei uns eine regelmäßige Doppelwelle ist; die Amplitude erreicht nur 0.01 mm. Die Be-

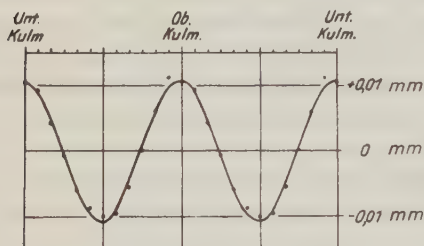


Fig. 15.

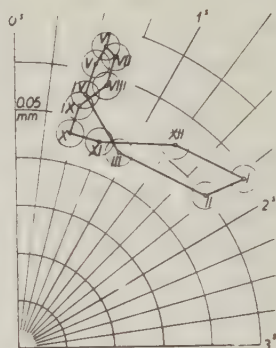


Fig. 17.

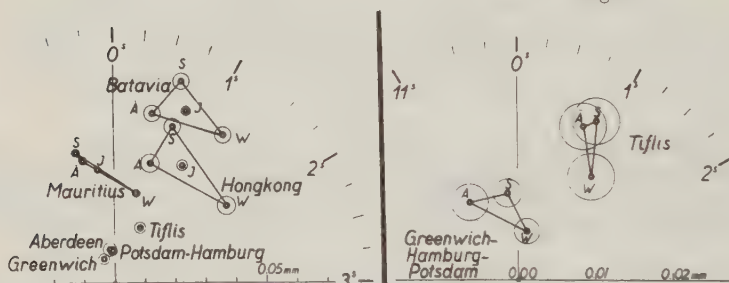


Fig. 16.

Fig. 15. Mondentägige Druckwelle. Mittel Potsdam—Hamburg. Beobachtete Stundenwerte (Punkte) und ausgleichende Sinuswelle (ausgezogen).

Fig. 16. Periodenröhren für die halbtägige lunare Druckschwankung. Wahrscheinliche Fehlerkreise.

Fig. 17. Monatmittel der lunaren Halbtagswelle. Mittel Batavia—Hongkong. Wahrscheinliche Fehlerkreise. Die römischen Ziffern bezeichnen die Monate.

rechnung ist vom statistischen Standpunkt bemerkenswert; selbst die 66 jährige Reihe genügte nur bei Anwendung besonderer Vorsichtsmaßregeln, indem nur die ruhigsten Tage ausgesucht wurden, insgesamt 150 000 stündliche Werte. Die Rechenarbeit wurde durch einen kleinen Trick vermindert: Statt der einzelnen Druckbeobachtungen (z. B. 765.4, 765.6 mm) wurden bloß die Änderungen von Stunde zu Stunde ausgeschrieben. Die Rechnung stellt eine harte Probe auf die Gültigkeit des Gesetzes dar, wonach die Fehler bei n -facher Vermehrung des Materials im Verhältnis $1/\sqrt{n}$ abnehmen. Die einzelne Barometerablesung ist nämlich nur auf etwa 0.1 mm genau; durch die vielfache Häufung der Beobachtungen gelingt es aber, eben wegen der Gültigkeit dieses Gesetzes,

den mondentägigen Gang unter Elimination der unregelmäßigen Schwankungen bis auf 0.001 mm festzulegen. Die lunare Bewegung der Quecksilberkuppe des Barometers ist also bis auf einige Lichtwellenlängen bekannt. Fig. 15 gibt die ausgeglichene lunare Doppelwelle in Potsdam und Hamburg 750fach vergrößert wieder. Würde man die Registrierungen der gewöhnlichen Barographen im selben Maßstab auftragen, so wäre schon die Dicke des Federstrichs 10 cm, und der Registrierstreifen wäre 60 m hoch.

Die Schwingungsform der lunaren Welle ist durch P_2^3 gegeben, ebenso wie bei der solaren Welle (Fig. 12), nur daß alles nach Mondzeit abläuft und die Maxima mit der Kulmination zusammenfallen. In Fig. 16 sind die bisherigen Beobachtungsergebnisse der lunaren Druckwelle in zwei Periodenuhren (0^h Mondzeit = Kulmination) wiedergegeben, mit ihren wahrscheinlichen Fehlerkreisen; S = Nordsommer, \tilde{A} = Äquinoktien, W = Nordwinter, J = Jahr (vgl. auch Fig. 5 und 6, S. 394). Für die außertropischen Stationen ist links nur das Jahresmittel eingezeichnet; die jahreszeitliche Veränderung ist rechts im $2\frac{1}{2}$ fachen Maßstab dargestellt. Für Mauritius sind die Fehlerkreise so klein, daß sie mit dem kleinen, die Beobachtung markierenden Kreis verschmelzen. Trotz der Phasendifferenzen der Jahresmittel hat die jährliche Veränderung überall dieselbe charakteristische Gestalt. Fig. 17 zeigt an den Monatsmitteln, wie groß die jahreszeitlichen Unterschiede sind.

8. Die anregenden Kräfte für die wichtigsten tagesperiodischen Druckwellen. Die Frage nach den anregenden Kräften ist am einfachsten zu beantworten bei der dritteltägigen Druckwelle. Da in der harmonischen Analyse (2) des Gezeitenpotentials kein nennenswertes Glied der Form P_4^3 auftritt, so kann sie nur durch eine dritteltägige Temperaturwelle derselben Form angeregt sein. Wenn man den täglichen Gang der Temperatur an verschiedenen Stationen harmonisch analysiert, so findet man tatsächlich ein entsprechendes achtstündiges Temperaturglied, das ebenso wie die dritteltägige Druckwelle seine Phase vom Sommer zum Winter umkehrt. So fällt z. B. in Potsdam (Fig. 9) ein Extremwert der dritteltägigen Temperaturwelle auf 1 Uhr mittags; er ist im Winter ein Maximum, im Sommer ein Minimum. Der Grund dafür ist leicht einzusehen: Es handelt sich um einen Einfluß der jahreszeitlich veränderlichen Tageslängen. Das nachmittägliche Maximum des unzerlegten Temperaturganges ist nämlich im Winter, an kurzen Tagen, schmal und spitz, und im Sommer, an langen Tagen, breit und flach gewölbt. Die ganz- und halbtägigen Temperaturwellen haben nun das ganze Jahr hindurch dieselbe Phase (Fig. 9); sie bauen zusammen das Morgenminimum und das Mittagmaximum auf. Die dritteltägige Welle addiert sich zu den ganz- und halbtägigen Temperaturwellen gerade in dem Sinne, daß sie im Winter das Maximum verschärft, im Sommer dagegen verbreitert. So erklärt sich der Gegensatz der beiden Halbkugeln mit ihren entgegengesetzten Jahreszeiten, ebenso das Verschwinden der dritteltägigen Druck- und Temperaturwellen zur Zeit der Äquinoktien.

Wenn man die Formeln (5) auf solche temperaturerzeugten Druckwellen anwenden will, so müßte man die Temperaturschwankung in allen Höhen kennen. Darüber liegen nur wenig Daten vor, aber es steht wenigstens fest, daß die Temperaturschwankung nach aufwärts zunächst unter Phasenverzögerung abnimmt. Die Atmosphäre wird, in bezug auf den täglichen Temperaturgang wenigstens, hauptsächlich vom Boden aus durch Konvektion erwärmt, so daß die Erwärmung von unten nach oben fortschreitet. Man kann also die üblichen Formeln der Wärmeleitung ansetzen, wenn es sich auch nicht um echte Wärmeleitung, sondern um Austauschvorgänge handelt [Leitungsglied nach W. Schmidt¹⁹⁾, τ^* als Faktor von i in dem Ausdruck $A \cdot e^{-\beta z} e^{i\alpha t}$, $A = c \cdot e^{i\alpha}$, $\beta = b \cdot e^{i\pi/4}$, b reell. Vgl. auch Fig. 3, S. 390]. Geht man mit diesem Ansatz in T^* ein, so findet man, daß die Extreme der erzwungenen Druckwelle um $\frac{3}{8}$ der Periodenlänge vor den Extremen der Temperaturwelle eintreten, ganz unabhängig von der Stärke des Austausches. Diese Phasenbeziehung bestätigt sich bei der dritteltägigen Druckwelle (Fig. 9).

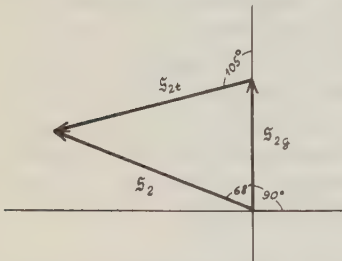


Fig. 18.

Zerlegung des Vektors der halbtägigen wandernden Druckwelle in temperatur- und gravitationserzeugten Anteil
 $s_2 = s_{2t} + s_{2g}$

Die halbtägige solare wandernde Druckwelle $s_2^{(w)}$ ist zu etwa gleichen Teilen durch Wärme und Gravitation erzeugt. Das ist auch der Grund dafür, daß man so lange Zeit über die Erklärung im unklaren war, trotzdem sich die Welle selbst so deutlich ausprägt. Die Trennung der Anteile ist, wenn man von der Phase 60° der beobachteten halbtägigen Temperaturschwankung ausgeht, auf Grund der

eben erwähnten Phasenbeziehung möglich⁶⁾. Der gravitationserzeugte Teil s_{2g} hat sein Maximum um 12 Uhr, der temperaturerzeugte s_{2t} um $8\frac{1}{2}$ Uhr (Fig. 18). (Phasen $s_2^{(n)}$ 158° , s_{2g} 90° , s_{2t} 195° .) Die Resonanzvergrößerung ist etwa hundertfach.

Der parallele jährliche Gang der halbtägigen Druck- und Temperaturwelle (Fig. 9) ist nun verständlich. Erstaunlich bleibt die große Konstanz der halbtägigen Druckwelle von Jahr zu Jahr. Denn bei der scharfen Resonanz hätte man wohl erwartet, daß die Druckwelle empfindlicher auf Änderungen der Wärmestrahlung der Sonne oder der Mitteltemperatur der Erdatmosphäre (optische Trübungen nach Vulkanausbrüchen) reagieren sollte.

Der Vergleich der solaren und lunaren Doppelwelle bietet eine gute Gelegenheit, die Resonanztheorie zu prüfen, denn die Schwingungsform, also auch die Eigenperiode, ist in beiden Fällen dieselbe, während die anregenden Kräfte sich um etwa 4 Proz. in ihrer Periode unterscheiden. Der starke Unterschied in der Vergrößerung der solaren und lunaren Welle (100- bzw. 3fach) zeigt wieder, daß die Eigenschwingung der Atmosphäre für die Form P_2^2 um nur wenige Minuten unterhalb 12 Sonnenstdn. liegen muß, da schon die Verlängerung

der Periode um 25 Min. eine so starke Abschwächung bewirkt; sie kann nicht größer als 12 Stdn. sein, weil dann das Druckminimum mit der Kulmination zusammenfiel [vgl. (7) für $\sigma > \sigma_n$].

Die Houghsche Theorie gestattet, die Resonanzvergrößerung für die Mondflut zu berechnen, wenn die Eigenperiode so nahe bei 12 Stdn. liegt. Bei oberflächlicher Betrachtung scheint sich dabei eine Unstimmigkeit zwischen Theorie und Beobachtung herauszustellen; denn theoretisch sollte die Mondflut 11fach verstärkt sein, während die Beobachtung kaum das 3fache, also $\frac{1}{4}$ dieses Wertes anzeigt. Die Erklärung liegt einfach darin, daß in der Theorie die Erdoberfläche völlig starr angenommen wird. Es ist aber anderweitig festgestellt, daß sie den Gezeitenkräften nachgibt; und man kann geradezu behaupten, daß aus den Beobachtungen der atmosphärischen Mondflut folgt, daß die Unterlage, also die gesamte feste und flüssige Erdoberfläche, im Mittel (d. h. im Faktor von P_2^3) zu $\frac{3}{4}$ den Gezeitenkräften nachgibt. Der verbleibende Rest der Gezeitenkräfte relativ zur schwankenden Erdoberfläche wird dann in der Tat 11fach verstärkt²⁾.

Die halbtägige zonale stehende Druckwelle geht wahrscheinlich auf ein äquivalentes Glied in der geographischen Verteilung der halbtägigen Temperaturschwankung zurück, das durch die Verteilung von Land und Meer bedingt sein wird. Bisher hat man noch nicht danach gesucht.

9. Andere Wellen. Kurz seien noch einige andere Glieder des Gezeitenpotentials (§ 1) besprochen. Nicht in Frage kommen hier die sonnenzeitlichen Glieder, weil sie durch größere thermische Anteile entstellt werden, ferner auch die sternzeitlichen, weil Sternzeit gegen Sonnenzeit sich im Laufe eines ganzen Jahres um nur eine Periode verschiebt; Sternzeitglieder können deshalb als jahreszeitlich veränderliche Sonnenzeitglieder angesehen werden und werden mit diesen durch thermische Anteile verdeckt. Dagegen lassen sich gewisse ganztägige lunare Glieder trennen, z. B. O_1 (§ 1). Trotzdem übertrifft dieses Glied in den Beobachtungen nicht die Fehlergrenzen, ist also nicht nachweisbar, wieder ein Beweis dafür, daß die Atmosphäre nicht auf ganztägige Wellen abgestimmt ist. Dagegen ist neben dem halbtägigen Hauptgliede M_2 auch das Glied N_2 , also der Einfluß der Mondentfernung, ziemlich gut nachzuweisen. Da die Periode von N_2 noch länger ist als die des halben Mondtages, also sich noch weiter als diese von der Eigenperiode entfernt, so ist es in den Beobachtungen relativ schwächer als M_2 ; mit anderen Worten, die lunare Druckwelle unterscheidet sich im Apogäum und Perigäum prozentual um weniger als die fluterzeugenden Kräfte. Schließlich ist noch das Glied mit dem Argument $(2\tau - N')$ gerade noch nachweisbar³⁾.

Die Phasendifferenzen der lunaren Welle an den einzelnen Stationen (Fig. 16) sind wahrscheinlich einem sekundären Einfluß der Meeresgezeiten zuzuschreiben: An Küstenstationen wird bei Hochwasser Luft vom Meer zum Land abfließen, bei Niedrigwasser umgekehrt. Dadurch entstehen zusätzliche

lokale lunare Druckvariationen, die schwer zu eliminieren sein dürften. Umgekehrt lassen sich die Druckbeobachtungen an Bord von Schiffen zur Feststellung der Hochseezeiten auswerten⁸⁾).

10. Die tagesperiodischen Windschwankungen. Bei den Meereszeiten beobachtet man nicht bloß das Heben und Senken des Wasserspiegels, sondern auch das Strömen des Wassers. Für die Atmosphäre kann man aus den Druckwellen die zugehörigen Windbewegungen aus (3) berechnen und erhält

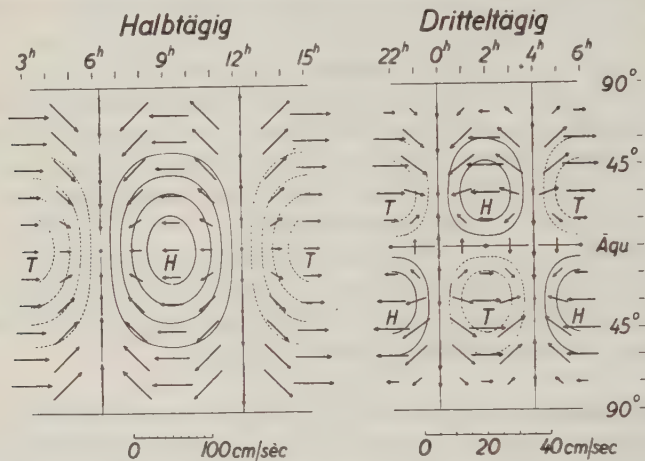


Fig. 19.

Karte der Windgeschwindigkeit der periodischen Luftversetzungen bei der halbtägigen wandernden Druckwelle (Fig. 12) und der drittel-tägigen antisymmetrischen Druckwelle im Nordwinter (Fig. 14). Isobarenabstand links 0.2 mm, rechts 0.05 mm. Maßstab für die Windgeschwindigkeit am unteren Rand, rechts fünfmal so groß als links.

Komponenten der Größenordnung 20 cm/sec (Fig. 19). Natürlich folgen diese Winde nicht dem gewöhnlichen barischen Windgesetz, weil dieses nur für stationäre Vorgänge gilt, während in (3) die Beschleunigungsglieder wesentlich sind.

Die Beobachtung an Bodenstationen scheitert aber aus zwei Gründen. Zunächst ist in der Nähe des Erdbodens, wo unsere Anemometer stehen, die Reibung groß und vor allem tageszeitlich stark wechselnd; zweitens stören bei den Winden (den Druckgradienten) die lokalen Einflüsse (Land- und Seewind usw.) weit mehr als beim Druck selbst. Wenn man $\Delta p = \Delta p_u + \Delta p_l$ schreibt (Δp_u universell, Δp_l lokal), so ist zwar $\Delta p_l \ll \Delta p_u$, aber für die Gradienten gilt $\partial \Delta p_l / \partial s \gg \partial \Delta p_u / \partial s$. J. Hann¹⁰⁾ hat für einige Berggipfel die halbtägige Windwelle in den Beobachtungen nachgewiesen; jedoch stimmen nur die Phasen zur Theorie, während die Amplituden fast durchweg, zum Teil mehrfach, zu groß gefunden werden. Besser stimmen tägliche Schwankungen des Passats auf atlantischen Inseln.

11. Beziehungen zum Erdmagnetismus. Die erdmagnetischen Beobachtungen beweisen, daß die horizontalen Bewegungen der höchsten, leitenden Atmosphärenschichten an magnetisch ruhigen Tagen vorwiegend tagesperiodisch sind, daß also, auch in höheren, Breiten Störungen nach Art der Zyklonen und Antizyklonen gewöhnlich fehlen. Die Amplituden der solaren und lunaren erdmagnetischen Variationen verhalten sich fast ebenso wie die der entsprechenden Druckwellen am Boden, aber die Phasen der Luftbewegung oben müßten denen am Boden gerade entgegengesetzt sein. S. Chapman⁶⁾ erklärt diese Abweichung von der Schusterschen Theorie mit selbständigen Temperaturschwankungen der höchsten Schichten (Ozonabsorption) im solaren Falle, und mit einem primären Stromsystem in der Polarlichtzone im lunaren Falle. Im Gegensatz dazu sei die Hypothese erwähnt, daß es sich vielleicht um einen ähnlichen Vorgang wie bei Wellen in einem geschichteten Medium handeln mag: Die durch Resonanz vergrößerten Schwingungen der unteren Luftmassen erzeugen oben entgegengesetzte Druckgradienten, die oberhalb von — zweifellos vorhandenen — hochliegenden Inversionen der Temperatur (Schallbeobachtungen) auch zu entgegengesetzten Bewegungen führen, ähnlich wie bei den internen Wellen in zweifach geschichteten Medien, die A. Defant⁷⁾ 8) beschreibt.

Literatur.

- 1) E. Alt: Meteorol. Zeitschr. **26**, 145 (1909).
- 2) J. Bartels: Abhandl. d. Preuß. Meteorol. Inst. **8**, Nr. 9 (Veröff. Nr. 346), Berlin 1927. Dort ausführlichere Literaturangaben.
- 3) Derselbe: Ann. d. Hydrogr. **54**, 222 u. 270 (1926).
- 4) S. Chapman: Quart. Journ. R. Meteorol. Soc. **45**, 113 (1919).
- 5) Derselbe: ebenda **50**, 165 (1924).
- 6) Derselbe: Proc. London Math. Soc. (2) **26**, 131 (1927). [Referat: Geophysikalische Berichte 1927, S. 94, in Zeitschr. f. Geophys. **3** (1927), Heft 6.]
- 7) A. Defant: Sitzungs-Ber. d. Akad. Wien, Abt. IIa, **132**, 81 (1923).
- 8) Derselbe: Beitr. z. Phys. d. freien Atmosph. **12**, 112 (1926).
- 9) A. T. Doodson: Proc. R. Soc. (A) **100**, 305, London 1922.
- 10) J. Hann-Süßing: Lehrb. d. Meteorol., 4. Aufl., 1926.
- 11) J. Hann: Denkschr. Wiener Akad., math.-naturw. Kl. **95**, 1 (1919).
- 12) H. Hergesell: Beitr. z. Phys. d. freien Atmosph. **8**, 178 (1919); **9**, 30 (1920).
- 13) H. Lamb: Lehrb. d. Hydrodynamik, Leipzig 1907 (ausführlicher Hydrodynamics, 5. ed., London 1924).
- 14) Derselbe: Proc. R. Soc. (A) **84**, 551, London 1910.
- 15) E. Kleinschmidt: Beitr. z. Phys. d. freien Atmosph. **10**, 151 (1922).
- 16) S. K. Pramanik: Memoirs R. Meteorol. Soc. **1**, 35, London 1926.
- 17) Ad. Schmidt: Meteorol. Zeitschr. **7**, 182 (1890).
- 18) Derselbe: ebenda **36**, 29 (1919).
- 18a) Derselbe: ebenda **38**, 303 (1921).
- 19) W. Schmidt: ebenda **37**, 49 (1920).
- 20) G. C. Simpson: Quart. Journ. R. Meteorol. Soc. **44**, 1, London 1918.

Erdmagnetische Säkularvariation und die Orientation alter Kultbauwerke.

Von Heinrich Wehner.

Die Magnetbussole war Absteckungsgerät im Mittelalter. Gewinnung vieler alter Deklinationswerte. Erzielung zahlreicher Säkularkurven; in Europa; über den Erdball. Neue Säkularkonstanten. Realphysikalische Erklärungsmöglichkeit. Kompaßkenntnis während der Antike. Repetitionen der Säkularperiode. Beziehungen zur Seismizität.

Die weit verbreitete Annahme, die Achsen der mittelalterlichen christlichen Kirchen sowie der antiken Tempel seien nach den „Sonnenaufgangspunkten“ an den Dedikationstagen der in Frage kommenden Heiligen oder Gottheiten ausgerichtet, beruht auf vollem Irrtume; wo die Methode erwähnt wird, liegt Unkenntnis der wahren Tatsachen zugrunde. Schon vor mehr als dreißig Jahren entdeckte ich, daß der wechselnde Stand der Magnetnadel die bunt variierende Lage der Achsen mindestens der Kirchen des Mittelalters verursacht hat; der Kompaß war damit als ein Stück des Inventariums der alten Baumeister entschleiert. Die Bussolenbenutzung gehörte zu einer Reihe streng geheim zu haltender Kunstgriffe der auf ungemein hohes Alter zurückblickenden bauenden Phratrien. Vor einigen Jahren gelang mir noch die Ausdehnung desselben Nachweises auf die Kultbauten der Antike.

Jede zeitlich festliegende kultliche Bauabsteckung beschenkt uns demzufolge mit einem zum gegebenen Termin gehörenden örtlichen Deklinationswerte. Von den sehr zahlreichen Kirchen mit schief angesetzten Chören, Türmen usw., überhaupt mit schiefwinkligen Grundrissen sind mehrere Werte gewinnbar.

Meine reichen Untersuchungsmaterialien brachten schon im Jahre 1900 das Herrschen der kultlichen Magnetorientierung im Ausgang des ersten nachchristlichen Jahrtausends zutage. Intensivste Geschichtsforschung ist Bedingung für positive Erfolge, weil die usitativen historischen Daten allzu häufig trügen. Weitere wissenschaftliche Konsequenzen der Entdeckung sind hier nicht zu erläutern*).

Die erhebliche Menge über das mittlere Europa gut genug verteilter geographischer Referenzpunkte reichte hin, um ebenso viele örtliche Säkularkurven aufzustellen. Deren Krümmungsprinzip konnte erkannt werden, zugleich damit für das Gebiet der Beobachtungen die Zeitdauer des Periodenablaufs, der sich

*) Vgl. hierzu Korr.-Bl. Gesamtvereins deutscher Gesch.-Vereine, Berlin 1900, Sitzung v. 27. Sept. 1899. — Ferner Ausführlicheres aus meiner Feder: „Die Ostung mittelalterlicher christl. Kirchen“, Denkmalpflege, Berlin 1899, Nr. 12. — „Ein mittelalterliches Hüttengeheimnis im Dienste der modernen Naturwissenschaft.“, Bauhütte, Frankfurt a. M. 1900, Nr. 42 u. 43. — „Über die Kenntnis der magnet. Nordweisung im frühen Mittelalter“, Weltall, Berlin 1905, Heft 18—20. — „Dreißig Jahre Achsenforschung“, Rhein-Mainische Volksztg., Frankfurt a. M., 25. Aug. 1927.

in zwei fast oder ganz gleichen Hälften zu je 476 Jahren als eine Doppelperiode (Zwillingsperiode) von insgesamt 952 Jahren (mit vielleicht einigen Tagen bis Monaten mehr) abwickelt. Der dem am nächsten stehende Wert ist im Jahre 1892 von Felgentraeger auf 476.92 Jahre ± 2.5 errechnet (Gött. Diss.) und also mit der Hälfte des wahren Wertes identisch.

Die Totalamplitude jeder Ortskurve besteht aus acht einander fast oder ganz gleichenden Laufstücken. Mit der Krümmung der Stücke stimmt die Sinuslinie so scharf überein, daß sie für viele Zwecke unbedenklich substituiert werden darf; die wahren Kurven sind komplizierter organisiert („Magnetoiden“).

Schon im Jahre 1900 geriet der Versuch, die horizontale Säkularbewegung zunächst für Europa durch eine neue Gattung isometrischer Kurvensysteme darzustellen; diese haben sich in der bis heute betätigten Fortführung der Forschung bewährt und geben die wahren Verhältnisse generell genau wieder. Sie sind immer gültig, also Konstanten der Säkularvariation. Nicht nur der Deklination, sondern mit veränderten Werten auch der Intensität und Inklination; denn die alsbald auf T (H) und J ausgedehnte Untersuchung zeigte sofort den vollen Zwangsrapport des Säkularrhythmus aller drei Elemente. Im folgenden konzisen Texte kann nur D behandelt werden.

Nach der Gewinnung der europäischen Konstanten gelang die Aufstellung von Ortskurven darüber hinaus auch für andere Erdorte, von welchen mindestens drei zeitlich nicht nahe beieinander liegende Beobachtungen für eins der Elemente vorlagen. Die D -Ortskurven ließen sich für 120 Orte bestimmen, von denen 30 der südlichen Halbkugel angehören. Ausnahmslos fügen sie sich der Totalperiode von 952 Jahren, und ihr am besten. Diese darf man hiernach als über den ganzen Erdball herrschend ansehen. Für dessen Gesamtoberfläche wurden darauf (1902) die Konstanten ausgearbeitet, die je nach der Verteilung der Referenzstellen unterschiedliche Sicherheit besitzen. Nur das eine ist noch reichlich ungewiß, ob auf der südlichen Halbkugel die beiden Hälften der Zwillingsperiode sich in der nämlichen Gleichheit manifestieren wie auf der nördlichen.

Die Säkularkonstanten sind durch je drei gesonderte Kurvenscharen produziert; sie bieten die charakterisierenden Argumente für jede beliebige in die bearbeiteten geographischen Gebiete fallende örtliche Säkularkurve dar. Berechtigterweise beziehen sie sich auf Periodenhälften, die als vollkommen gleich gesetzt sind; ob später einmal irgendwo eine Sonderung nötig wird, lehrt die Zukunft. Die isometrischen Linienzüge der ersten Schar („Isochronen“) reihen alle Orte aneinander, an denen die Maxima (mutatis mutandis auch die Minima) in gleichen Terminen auftreten. Die Minima liegen — selbstverständlich — jeweils um 238 Jahre früher oder später. Die Linienzüge der zweiten Schar („Isopleisten“) verbinden die Orte gleicher Werte der maximalen West-Elongation der Nadeln. Jene der dritten Schar („Antisopleisten“) verbinden in gleicher Weise die Minimal-Elongationen. Die nicht der geringsten Willkür ausgesetzten sehr innigen Beziehungen zwischen dem Schweifen der Konstantenzüge

und der Konfiguration der Gebirgsmassive sowie der Tiefseepartien sind von eigener eindrucksvoller Bedeutung. (Während des Vortrags Kartendemonstration.)

Der unverkennbar allorts herrschende, überall nach Kraft und Richtungen gleichförmig gesetzmäßig verlaufende Gesamtrhythmus der Säkularbewegungen zeitigte klärlich die Vermutung des Vorhandenseins einer einzigen unkomplizierten, in sich unveränderlichen (festgestalteten) Grundursache. Daß sie intratellur sein müsse, wurde schon seit längerer Zeit von vielen nicht mehr bezweifelt. — Das Phänomen kann experimentell in allen Wesentlichkeiten nachgeahmt werden durch die Etablierung einer starren äußeren Kugelschale, die drehbar eine wenig kleinere innere Kugel umhüllt, wenn die äußere Schale an zwei diametral abgelegenen, nahe der Drehachse befindlichen Punkten je eine, die umhüllte Kugel aber in ähnlicher Lage je zwei periödkisch entgegengesetzte attraktive Stellen besitzt und die Schale mit angemessener stetiger Geschwindigkeit über die Kugel hinweg in Drehung versetzt wird. An der äußeren Kugel angebrachte Magnetnadeln, an denen der allgemeine Einfluß der Schwerkraft durch geeignete Vorkehrung paralytisch ist, vollführen dann Bewegungen, die völlig jenen der Säkularvariation aller drei Elemente entsprechen. Auf den Erdball übertragen läßt sich das Phänomen realphysikalisch erklären und sogar mit angemessenen Werten exemplifizieren durch die nach meiner Überzeugung völlig zu rechtfertigende Annahme, seine äußere Schale, wie vorhin mit zwei attraktiven Provinzen (den bekannten Magnetpolen) ausgestattet, rotiere in 952 Jahren mit einer Plus-Rotation schneller als der von ihr umhüllte starre Erdkern, wenn dieser im Norden wie im Süden mit je zwei entsprechenden periödkisch ungefähr diametral voneinander abgelegenen, von der Drehachse etwas weiter entfernten attraktiven Provinzen (Kernpolen) besetzt ist*).

Die Zusatzfrage, ob die Gesamtperiode nicht nur einmal abgelaufen sei, sondern gleichartig repetiert habe, konnte bejahend beantwortet werden, als es mir bei der Untersuchung vieler griechischer und römischer Tempel und nach absolvierten umfangreichen Kulturforschungen vor einigen Jahren (1924) gelang klarzulegen, daß auch die römischen und griechischen bauenden Priester bereits die Richtkraft der Nadel gekannt und unter besonderen zwingenden, astrologische Rücksichten befolgenden Kompensationen im übrigen gänzlich wie ihre mittelalterlichen Nachfahren zu Orientierungszwecken benutzen mußten. Auch dies ist jetzt durch die erwähnten erschöpfenden Arbeiten über den Bereich jedes begründeten Zweifels erhoben. Die Kenntnis gelangte in steter Kontinuität

*) Im September 1902—1903 gab ich dem Frankfurter Physikalischen Verein das ganze hier behandelte Thema bekannt und demonstrierte ein Magnetarium wie das oben beschriebene. Die damaligen Erläuterungen gelten noch heute. Im Jahresbericht (zum Vortrage v. 14. Febr.) muß es Z. 11 heißen „attraktorisch wirkende Massen“ an Stelle von „magnetische Massen“. — Spätere Publikationen hierzu von mir u. a.: Das Innere der Erde, Freiberg i. S. 1908. — „Zur Revision eines Satzes der Gravitationslehre“, Neue Weltanschauung, Leipzig 1910, Heft 8.

gemeinsam mit einem reichen Strauße mathematischer, gromatischer, metrologischer, baulicher u. a., kurz den sieben freien Künsten angehörender Lehren und Praktiken als unverbrüchlich geheim gehaltenes Hüttenwissen aus Mittelasien (aus der hohen Altkultur von Elam, Eran, Baktrien) einerseits nach Altchina, andererseits nach Babylonien, — Assyrien, ins klassische Griechenland, nach Rom, zu den Arabern, durch die beiden letzteren Kollativstellen nach Mittel- und Nordeuropa. Anderwärts vergessen, hier vor wenigen Jahrhunderten der Profanation verfallen und bald darauf obsolet werdend*).

Kaum ist die mehrfache Repetition der 952 jährigen Totalperiode noch unter Zweifel zu ziehen. Das wird nach Wesen und Wert glaubhaft aus sehr umfangreichen Untersuchungen, die ich seit fast zwanzig Jahren (1910) über etwaige Periodizität und Wiederkehr seismovulkanischer Perturbationen mit verheißenden Einzelerfolgen durchgeführt habe. Es gibt der Kritik standhaltende Notierungen alter seismischer Exzitationslagen, die bis in die vierte Periode (das dritte vorchristliche Jahrtausend) zurückreichen und mindestens die dritte Periode sichern helfen; soweit sie erreichbar waren sind sie den Berechnungen mitunterzogen. Viele Dutzend Male geschah der Nachweis des Zutreffens der Berechnungen vor verständigen Beurteilern; einige Male gelang die rechtzeitige Publikation von Vorheransagen hinterher auftretender Katastrophen**).

Hansteens, v. Hoffs reiche Sammlungen, die Inhalte der anderen bekannten Kataloge und Zeitschriften, auch Selbstgesammeltes sind nach Möglichkeit dieser Forschung dienstbar gemacht.

*) Hierzu existieren aus meiner Hand: „Abriß einer Geschichte des Kompaß“, Mitt. Bezirksvereins D. Ingenieure, Frankfurt a. M. 1913, Juliheft. — „Eine antike Sonnenuhr mit nassem Kompaß“, Umschau, Frankfurt a. M. 1919, Nr. 33. — Kulturforschungen (Lehrbuch, etwa 80 Bogen m. Tafeln u. Karten), Mspt. 1916—1926. — Zweitausend Jahre Schicksale der Rhein-Maingegend (eine Generalprobe der histor. Tragfähigkeit der Achsenforschung, 8 Bogen m. Tafeln u. Karten), Mspt. 1926—1927. — Außerdem viele verstreute Referate u. Kritiken verschiedener Autoren.

**) Auch hierüber lagern druckfertige Arbeiten. Publiziert sind z. B. „Westwanderung seismischer Aktivität“, Physikal. Zeitschr. 1910, S. 962 ff. — „Das turkestanische Beben v. Jan. 1911 in Beziehung zu der Kernwanderungslehre“, Prometheus, Berlin 1911, Nr. 1120—1121. — Von Vorausbestimmungen z. B.: „Die Erdbebengefahr Mittelitaliens u. d. Lehre v. d. Erdkernwanderung“, Frankf. Ztg., 25. April 1911, I. Mghl., u. ib. „Das Erdbeben Mittelitaliens und seine Voraussage“, 17. Jan. 1915, II. Mghl. — Es existieren viele kurze Publikationen und auch Würdigungen.

Über die Tiefenwirkung bei geoelektrischen Potentiallinienmethoden.

Von J. N. Hummel. — (Mit drei Abbildungen.)

Es wird die Dicke der Deckschicht über einer Lagerstätte, bei der man gerade noch feststellbare Indikationen an der Erdoberfläche erhält, für zwei spezielle Fälle berechnet.

Eine elektrische Methode der Bodenerforschung besteht darin, daß vermitteltst zweier Elektroden Strom durch den leitenden Boden gesandt und das sich hierbei an der Erdoberfläche ausbildende Strom- bzw. Potentiallinienbild vermessen wird. Aus den Abweichungen des in Wirklichkeit erhaltenen Bildes von dem bekannten regelmäßigen, wie es sich an der Oberfläche eines homogenen Mediums darstellen würde, lassen sich dann Schlüsse auf die Beschaffenheit des Untergrundes, insbesondere auf gut leitende Einlagerungen im sonst homogenen oder geschichteten Medium ziehen. Es ist oft die Frage aufgeworfen worden, wie tief eine Einlagerung eingebettet sein kann, um mit diesem Verfahren von der Erdoberfläche aus noch aufgedeckt werden zu können. Diese „Tiefenwirkung“ der Methode soll im folgenden untersucht werden.

Wir knüpfen hierzu an einen Fall an, den bereits Maxwell behandelt hat¹⁾. In einem zunächst homogenen isotropen, unendlich ausgedehnten Leiter mit der spezifischen Leitfähigkeit σ_1 , der in der positiven x -Richtung eines Koordinatensystems von einem konstanten spezifischen Strom i durchflossen wird, ist das Potential gegeben durch

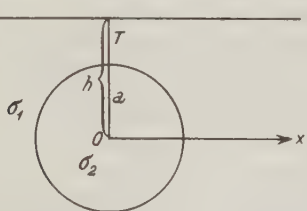


Fig. 1.

$$\varphi_1 = -\frac{i}{\sigma_1} x.$$

Bringt man in diesen Leiter eine Kugel von der spezifischen Leitfähigkeit σ_2 und dem Radius a derart an, daß ihr Mittelpunkt mit dem des Koordinatensystems

zusammenfällt (Fig. 1), so erhält man das resultierende Stromfeld, indem man zu dem ursprünglichen Potential noch ein Zusatzpotential φ_2 addiert. Dieses ist im Innern der Kugel durch die Gleichung

$$\varphi_2^i = -\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{i}{\sigma_1} x$$

und außerhalb derselben im Abstand r von ihrem Mittelpunkt durch die Gleichung

$$\varphi_2^a = -\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{i}{\sigma_1} \cdot \frac{a^3}{r^3}.$$

dargestellt.

Wir denken uns in dem homogenen isotropen Leiter eine Schnittebene parallel der x -Achse im Abstand h vom Mittelpunkt der Kugel und wollen das Potentiallinienbild dieser Ebene untersuchen. Wäre die Einlagerung nicht vorhanden, so wären die Potentiallinien in dieser Ebene Parallelen im gleichen Abstand voneinander. Wir greifen uns eine von ihnen, z. B. diejenige, die die Koordinate x_1 und das Potential $\varphi_1 = -\frac{i}{\sigma_1} x_1$ besitzt, heraus und wollen die Ausbuchtung untersuchen, die sie erfährt, wenn die Kugel in das Medium hineingebracht wird. Sie geht dann durch diejenigen Punkte x , die sich aus der Gleichung

$$-\frac{i}{\sigma_1} x_1 = -\frac{i}{\sigma_1} x - \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{i}{\sigma_1} \cdot \frac{a^3}{r^3} \cdot x$$

oder

$$x_1 = x + \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{a^3 \cdot x}{(h^2 + y^2 + x^2)^{3/2}}$$

errechnen, wobei die y -Achse der Schnittebene parallel gedacht ist.

Die so ausgebuchtete Linie mit dem alten Potential φ_1 ist also an jeder Stelle um das Stück

$$x_1 - x = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{a^3 x}{(h^2 + y^2 + x^2)^{3/2}}$$

in der x -Richtung verschoben. Wir entnehmen dieser Gleichung, daß die Verschiebung für $y = 0$, d. h. auf der x -Achse, am größten ist. In genügender Entfernung von der x -Achse, d. h. für sehr großes y , wird die Verschiebung Null, die Linie mündet wieder in die ursprüngliche ein. Für diejenigen Linien, für die $x_1 = 0$ oder $x_1 = \infty$ ist, ist die Verschiebung überall gleich Null, wie von vornherein ersichtlich. In der Fig. 2 ist ein Potentiallinienbild, wie es sich aus dieser Gleichung ergibt, aufgezeichnet, und zwar für den Fall, daß die Schnittebene gerade die Kugel berührt, daß also $h = a$ ist und daß der Bruch, der das Verhältnis der spezifischen Leitfähigkeiten enthält, gleich -1 ist.

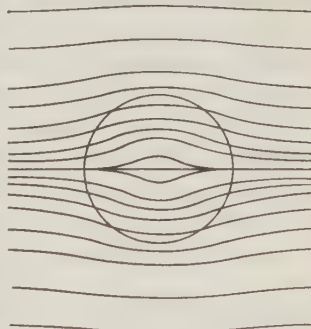


Fig. 2.

Es fragt sich nun, was wir als Maß für die Größe einer Indikation wählen wollen. Die berechnete Verschiebung $x_1 - x$ kann es natürlich nicht sein. Denn bei Vergrößerung aller Dimensionen vergrößert sich diese Differenz ebenfalls, während wir von dem Betrage der Indikation verlangen müssen, daß er unabhängig vom Maßstab ist. Es empfiehlt sich, hierfür das Verhältnis $\frac{x_1 - x}{h}$ zu wählen.

Wir wollen uns jetzt mit dem Fall beschäftigen, in dem die Indikationen so klein sind, daß sie eben noch gestatten, die Lagerstätte aufzuspüren. Es soll also $x_1 - x \ll h$ sein. Ist diese Bedingung erfüllt, so läßt sich der Ausdruck

für die Größe der Verschiebung noch etwas vereinfachen. Wir können dann x durch x_1 auf der rechten Seite der Gleichung ersetzen und erhalten

$$x_1 - x \equiv \Delta x = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{a^3 \cdot x_1}{(h^2 + y^2 + x_1^2)^{3/2}}.$$

Aus dieser Gleichung ist leicht zu ersehen, daß die Verschiebung Δx auf der x -Achse für die beiden Punkte ein Maximum hat, für die $\pm x = \frac{h}{\sqrt{2}}$ ist. Die Größe der Verschiebungen in diesen beiden Punkten beträgt

$$\Delta x_{\max} = \pm \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{2}{9} \sqrt{3} \cdot \frac{a^3}{h^2}.$$

Haben wir es mit endlichen Indikationen zu tun, so verschiebt sich ihr Maximum nach der y -Achse zu.

Noch ein weiterer Vorteil ergibt sich, wenn wir unsere Betrachtungen auf kleine Ausbuchtungen beschränken. Wir befinden uns dann nämlich mit der fiktiven Schnittebene so nahe am Bereich des homogenen Gebietes, in das die Störungen nicht mehr eindringen, daß wir uns den oberhalb der Schnittebene befindlichen Teil des Leiters fortgelassen denken können, ohne daß hierdurch wesentliche Änderungen der Ausbuchtungen im Störungsgebiete hervorgerufen werden. Wir können bei geringen Indikationen die für die Schnittebene gültigen Betrachtungen auf eine Grenzebene, insbesondere auf die Erdoberfläche übertragen. Und damit kommen wir zur praktischen Verwertung unserer Untersuchungen.

Haben wir ein Potentiallinienbild vermessen, dessen Charakter dem in Fig. 2 wiedergegebenen ähnlich, dessen Ausbuchtungen aber kleiner sind, so läßt sich zunächst die absolute Tiefe der Einlagerung bis zu ihren Mittelpunkt gerechnet aus dem Abstand zwischen den beiden Punkten ermitteln, in denen die Verschiebungen den größten Betrag haben. Weiter ergibt sich der Radius a der Kugel durch Umformen der letzten Gleichung zu

$$a = \sqrt[3]{\frac{2\sigma_1 + \sigma_2}{\sigma_1 - \sigma_2} \cdot \frac{3}{2} \sqrt{3} \cdot h^2 \cdot \Delta x_{\max}}.$$

Die Dicke der über der Einlagerung befindlichen Schicht ist demnach

$$h - a \equiv T = \left(\sqrt[3]{\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{2\sqrt{3}}{9} \cdot \frac{h}{\Delta x_{\max}}} - 1 \right) a.$$

Nehmen wir an, daß zur zweifelsfreien Ermittlung einer derartigen Einlagerung die auf h bezogene Verschiebung der Potentiallinien an der Stelle, wo sie am größten ist, also die Größe $\frac{\Delta x_{\max}}{h}$, nicht kleiner als 0.1 sein darf, und

daß der Bruch $\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2}$ den für das Auftreten von Verzerrungen günstigsten Wert besitzen, nämlich gleich -1 betragen soll, so ergibt sich als äußerst zu-

lässige Dicke der Deckschicht der Wert $T = 0.56 a$. Diese Verhältnisse sind in der Fig. 1 dargestellt. Hätten wir für die eben noch feststellbare Größe der Ausbuchtung die Werte 0.05 und 0.01 angenommen, so dürfte die über der Kugel liegende Schicht 0.97 bzw. 2.37 a betragen.

Befindet sich eine schlecht leitende kugelförmige Einlagerung im besser leitenden Medium, so beträgt der Wert des Bruches $\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2}$ im günstigsten

Falle nur noch $+ \frac{1}{2}$. Die entsprechenden Tiefen der obersten Kugelwölbung sind dann 0.24 a und 0.57 bzw. 1.68 a . Daß das Verhältnis der Leitfähigkeiten von Lagerstätte und Muttergestein bei kugelförmigen Störungskörpern nur geringen Einfluß auf die Größe der Indikationen besitzt, wofern es nur einen gewissen Wert, etwa 1:10, überschreitet, hat Sundberg bereits betont²⁾.

Die wirklichen Verhältnisse bei einem kugelförmigen Störungskörper sind der Erreichung dieser errechneten Tiefenwirkung nicht so günstig, wie die angenommenen idealisierten. Der einzige Umstand, der zu einer geringen Vergrößerung der Indikationen führt, ist das Fehlen des über der Oberfläche befindlichen Leiterteils. Dem steht gegenüber eine Verkleinerung der Ausbuchtungen, die durch einen endlichen Elektrodenabstand bedingt wird, da hierbei die Stromdichte in der Tiefe und entsprechend die Rückwirkung bis zur Oberfläche geringer ist. Weiterhin besitzt das Verhältnis der Leitfähigkeiten einen endlichen Wert, weshalb der absolute Betrag des betreffenden Faktors kleiner als 1 bzw. $\frac{1}{2}$ wird. Auch ist das Muttergestein niemals völlig homogen, sondern besitzt eine gewisse Struktur, die ihrerseits ebenfalls zu Indikationen führt, die sich den errechneten überlagern. Man wird endlich bei der Vermessung nicht gerade auf diejenige Potentiallinie stoßen, die die größte Ausbuchtung besitzt. Hierzu kommen noch die unvermeidlichen Meßfehler, die der Feststellung der von dem Störungskörper stammenden Verzerrungen eine Grenze setzen. Aus allen diesen Gründen dürfte eine kleinere Indikation als die gewählte von 0.1 kaum feststellbar sein. Legen wir uns auf eine bestimmte Größe der Indikation fest, so steht die Tiefenwirkung der Potentiallinienmethode nach den Voraussetzungen, die wir bisher gemacht haben, in einem festen Verhältnis zur Ausdehnung der Einlagerung.

Wir wollen jetzt einen Fall betrachten, der auf die geologischen Verhältnisse, wie sie bei den meisten Untersuchungen vorliegen, etwas mehr Rücksicht nimmt. In der Natur lagert über einer schlecht leitenden Gesteinsschicht gewöhnlich eine verhältnismäßig gut leitende, vom Grundwasser durchfeuchtete Deckschicht, deren Dicke von wenigen Metern bis zu etwa 400 m betragen mag, aber selten tiefer herunterreicht³⁾. Sie besitze die spezifische Leitfähigkeit σ_3 , deren reziproker Wert sich zwischen $3 \cdot 10^8$ bis $1.5 \cdot 10^4 \Omega \cdot \text{cm}$ bewegt, während der spezifische Widerstand der darunter befindlichen trockenen Gesteinsschicht vielleicht zwischen 10^6 bis $10^{11} \Omega \cdot \text{cm}$ schwanken mag.

Befindet sich die Lagerstätte zum wesentlichen Teile in der gut leitenden Oberschicht, so lassen sich natürlich die bisherigen Betrachtungen in Anwendung

bringen. Anders jedoch liegen die Verhältnisse, wenn der aufzusuchende Störungskörper unterhalb der Deckschicht eingebettet ist. Es ist ohne weiteres klar, daß die Tiefenwirkung dann geringer sein muß, da die Ausbuchtungen durch die gut leitende Schicht verwischt werden. Zur Berechnung denken wir uns die gut leitende Schicht durch eine solche von der spezifischen Leitfähigkeit des schlecht leitenden Muttergesteins ersetzt, wobei ihre Dicke so groß sein soll, daß die gesamte Leitfähigkeit dieser fiktiven Schicht gleich derjenigen der tatsächlich vorhandenen sein soll. Um diese Bedingung zu erfüllen, müssen sich die Dicken beider Schichten wie ihre spezifischen Leitfähigkeiten verhalten. Man gelangt auf diese Weise natürlich nur zu einer ersten Annäherung an die wirklichen Verhältnisse. Es erscheint aber plausibel, daß man in beiden Fällen an der Oberfläche ähnliche Potentiallinienbilder erhalten wird. Während das Verhältnis der spezifischen Leitfähigkeit des Muttergesteins zu derjenigen der Einlagerung nicht wesentlich war, wenn es nur einen gewissen Wert überschritt, erkennt man sofort, daß das Verhältnis der spezifischen Leitfähigkeit des trockenen Muttergesteins zu der vom Grundwasser durchfeuchteten Schicht von erheblich größerer Bedeutung und nicht irgendwie in seiner Wirkung begrenzt ist. Besäße die Deckschicht

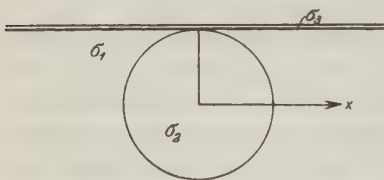


Fig. 3.

z. B. die Leitfähigkeit von reinem Kupfer, so würde sie zweifellos überhaupt keine feststellbaren Indikationen mehr bis zu ihrer Oberfläche gelangen lassen.

Um auch hier an einem Beispiel, bei dem die feuchte Schicht gerade bis zur Kugelkuppe reicht, Zahlenwerte zu geben, nehmen wir das Verhältnis von $\sigma_1:\sigma_2$ mit

1:10 an. Dann ergibt sich bei ähnlichen Voraussetzungen über die Größe der äußersten noch merkbaren Indikationen, wie wir sie oben gemacht haben, für die gerade noch zulässige Tiefe T nur noch der zehnte Teil des früheren Wertes (Fig. 3). Bedenkt man, daß das Verhältnis von $\sigma_1:\sigma_2$ meist nicht den günstigen Wert 1:10 besitzen sondern beträchtlich größer sein wird, so erhellt die große Bedeutung dieser Deckschicht. Man kann wohl sagen, daß kugelförmige Einlagerungen, die sich unterhalb der von Grund- und Sickerwasser durchfeuchteten Schicht im trockenen Gestein befinden, mit Potentiallinienverfahren nicht aufgespürt werden können, es sei denn, daß die Einlagerung sehr große Dimensionen besitzt und die Untersuchungen über entsprechend ausgedehnte Gebiete erstreckt werden, so daß die gut leitende Schicht als sehr dünn im Verhältnis zu den übrigen Dimensionen angesprochen werden kann.

Ist der Störungskörper nicht kugelförmig, sondern langgestreckt oder flach, wie es bei Öllagerstätten häufig der Fall ist, so mögen sich die Indikationen in vielen Fällen etwas deutlicher ausprägen, als es hier berechnet ist. Sendet man statt Gleichstrom Wechselstrom durch den Boden und mißt das magnetische Wechselfeld mit einer Induktionsspule, so gestalten sich oft die

Verhältnisse wohl ebenfalls etwas günstiger. Indessen soll auf diese Komplikationen nicht näher eingegangen werden. Die wesentlichen Momente der obigen Rechnungen dürften bei allen mit Elektroden arbeitenden Verfahren zu beachten sein.

Literatur.

¹⁾ J. C. Maxwell: Treatise on electricity and magnetism **1**, 398, Art. 10 f., Oxford 1881; vgl. auch Enzyklopädie d. math. Wiss. **5**, 415, 2. Teil oder Felix Auerbach in Grätz, Elektrizität und Magnetismus **2**, 120 (1921).

²⁾ K. Sundberg, H. Lundberg und J. Eklund: Electrical Prospecting in Sveden. Arsbok **17**, 1923, No. 8, Sver. Geol. Unders. No. 327, S. 14—15, Stockholm 1925.

³⁾ R. Beck: Die Lehre von den Erzlagertstätten, 3. Aufl., **2**, 309 (1909); J. Koenigsberger: Verwendung von elektrischem Strom in der Erde für die Zwecke der praktischen Geologie. Geol. Rundschau **14**, 175—177 (1923); Th. Dahlblom: The permeability of rocks. Economic Geologie, 19. Jahrg., S. 389—392 (1924).

Anmerkung bei der Korrektur: Die in mancher Hinsicht grundlegende Arbeit von J. Koenigsberger, „Über die Berechnung der Wirkungen von Einlagerungen auf natürliche und künstliche homogene Felder in der Erde“ in Gerlands Beiträgen zur Geophysik **18**, 115—126 (1927), war mir bei Abfassung dieses Artikels noch nicht bekannt. Sie wird in einer demnächst in der Zeitschrift für Geophysik erscheinenden Fortsetzung berücksichtigt werden.

Berlin, den 25. Oktober 1927.

Überblick über den Gang der magnetischen Vermessung der Ostsee.

Von Adam v. Gernet. — (Mit einer Abbildung.)

Der Artikel enthält eine Beschreibung der benutzten Instrumente, und gibt eine Übersicht über die Organisation der Arbeit, die darauf bezüglichen Veröffentlichungen und über die bisher vermessenen Teile der Ostsee.

Mit der magnetischen Vermessung der Ostsee wurde im Jahre 1924 begonnen, nachdem im Herbst 1923 die Vorbereitungsarbeiten beendet waren.

Als Arbeitsgerät dienen ein Doppelkompaß nach Dr. Bidlingmaier, eine Vertikalwage mit Deflektor nach Generalmajor Clapier de Colongue, ein Fluidkompaß für Deklinationsbestimmungen und als Beförderungsmittel der Instrumente ein kleines eisenfreies Fahrzeug.

Im Jahre 1924 und am Anfang des Sommers 1925 wurde ein Doppelkompaß benutzt, der, Eigentum der Askaniawerke-Berlin, durch Vermittlung des Potsdamer Observatoriums für die Arbeit zur Verfügung gestellt war. Die Erfahrung des Sommers 1924 lehrte jedoch, daß bei diesem Doppelkompaß die Arretiervorrichtung und die Vorrichtung zum Verstellen der Entfernung stören, da Dank ihnen im Apparat eine viel zu große Bewegungsfreiheit war. Daher wurde im Laufe des darauf folgenden Winters ein neuer Doppelkompaß gebaut, der keinerlei Vorrichtungen, sondern im Kessel nur die Glasscheibe und zwei

feststehende Pinnenhalter enthält. Die Arbeit ist von der Firma F. Hausen-Reval ausgeführt worden. Nachdem im Jahre 1924 der Doppelkompaß nur in einer Lage abgelesen worden war, werden von 1925 an die Rosen durchgeschlagen und in jeder Lage jeder Faden zehnmal abgelesen, wobei der Nullpunkt des Kessels stets in der Richtung des Nord des Deklinationskompasses eingestellt wird, damit der Kessel den Rosen gegenüber immer dieselbe Lage einnimmt. Dadurch gehen die Instrumentalfehler gleichmäßig in die Anschlußmessungen und die Seemessungen ein.

Die Theorie des Doppelkompaß ist von Dr. Bidlingmaier im Werke: Deutsche Südpolarexpedition V, Erdmagnetismus I, ausführlich entwickelt. Nach den dort gegebenen Formeln für Messungen bei konstanter Entfernung der Rosen voneinander ist H eine Funktion von ψ , d. h. $H = F(\psi)$, wo ψ der Spreizungswinkel zwischen den Rosen ist.

$$H = \frac{H_0}{\cos \frac{1}{2} \psi_0} \cos \frac{1}{2} \psi.$$

Hierbei ist die durch die höheren Glieder der Reihe bedingte Korrektur als genügend klein vernachlässigt. Die Konstante des Instrumentes $C = \frac{H_0}{\cos \frac{1}{2} \psi_0}$, wo H_0 die bekannte Horizontalintensität der Anschlußstation und ψ_0 der entsprechende Spreizungswinkel ist, wird durch die Anschlußmessungen, die möglichst oft und bei möglichst verschiedenem H_0 auszuführen sind, bestimmt und kontrolliert. Die Berechnung des mittleren Fehlers einer Intensitätsbestimmung in See ergibt natürlich für die einzelnen Jahre und verschiedenen Instrumente verschiedene Größen. Im allgemeinen schwankt er zwischen 50 und 60 γ , wobei außer dem Beobachtungsfehler in See noch eine Reihe anderer kleiner Fehlerquellen berücksichtigt sind: der Fehler der Konstante C , der Fehler der Bestimmung von H_0 auf der Basisstation mit dem Theodoliten und der sehr kleine Reduktionsfehler.

Der mittlere Fehler einer Intensitätsbestimmung in See läßt sich einerseits aus der Übereinstimmung der Messungen in den beiden Lagen feststellen. Im Jahre 1925 z. B. beträgt er für die Messungen für Estland $\epsilon = 54 \gamma$. Andererseits kann man ihn aus der Deviationstabelle für H berechnen, wenn man die Abweichungen als zufällige Fehler ansieht. Im Jahre 1925 erhielt man $\epsilon = 22 \gamma$, woraus sich schließen läßt, daß die gemessene Horizontalintensität unabhängig vom Kurse des Fahrzeugs ist und die Abweichungen tatsächlich Beobachtungsfehler sind.

In seinem Bericht über die Arbeit eines Monats von 1926 in der nördlichen Ostsee: „Magnetic Measurements in the Baltic Sea, Second Report“ zieht Dr. Keränen Helsingfors Schlüsse über die Genauigkeit der H -Bestimmungen in See aus der Übereinstimmung der Messungen in beiden Lagen. 38 Stationen ergaben einen mittleren Unterschied von 23 γ , wobei die Arbeit vom selben Beobachter mit demselben Instrument ausgeführt worden ist, wie in Estland.

Der Deflektor des Generalmajors de Colongue mit der dazugehörigen Vertikalwage (Stempelsche Rose) waren in der Kaiserl. Russ. Marine im Gebrauch. Ihre Beschreibung und Theorie sind im Werke „Leitfaden für Deviation des Kompasses“ verfaßt von den Oberleutnants z. S. Graf Rüdiger und Ogloblinski, (Руководство по девиации компаса, составлено лейтенантами графом О. О. Ридигеромъ и Н. Н. Ослоблинскимъ) gegeben. Sowohl der Deflektor als auch die Wage mußten einigen technischen Änderungen unterworfen werden, um für den speziellen Zweck die erforderliche Genauigkeit zu geben. Die Wage stellt eine Kompaßrose dar, bei der das Nadelsystem um die horizontale O–W-Achse drehbar angebracht ist. Dieses System muß gut ausbalanciert sein, und die Drehachse muß möglichst durch den Schwerpunkt des Systems gehen. Der Deflektor trägt den vertikalen Ablenkungsmagnet und wird senkrecht auf den Kompaßkessel, in dem sich die Vertikalwage befindet, aufgesetzt. Durch Auf- und Abschrauben wird der Magnet in die Entfernung von den Nadeln gebracht, bei der dieselben sich horizontal stellen.

Die vorhandenen Exemplare waren als Navigationsinstrumente für die Schiffe der Kaiserl. Russ. Marine in der Werkstatt der Haupthydrographie-Verwaltung in Petersburg hergestellt und erfüllten ihren Zweck. Zum Messen der Vertikalkomponente des Erdmagnetismus ist es aber notwendig, sowohl die horizontale Lage der Nadeln, als auch die Entfernung, in die der Deflektormagnet zu den Nadeln gebracht werden muß, damit letztere eine horizontale Lage einnehmen, möglichst genau festzustellen. Daher wurde der Deflektor mit einem Torsionskopf versehen, der es ermöglicht, die Entfernung mit einer Genauigkeit von 0,01mm abzulesen, und die vorhandene Fadenaufhängung des Nadelsystems durch Spitzenlagerung ersetzt. Am Nadelsystem wurden Spiegelablesungen mit Indexfäden angebracht. Die Arbeit an den Instrumenten wurde von Herrn Feinmechaniker G. Schulze-Potsdam ausgeführt.

Da es praktisch schwierig ist, die Entfernung des Mittelpunktes des Deflektormagnets bis zum Mittelpunkt des Nadelsystems unmittelbar auszumessen, wurde diese Entfernung aus den Anschlußmessungen berechnet, die, bei verschiedenen Temperaturen ausgeführt, auch den Temperaturkoeffizienten ergaben.

Mit der Formel $Z = \frac{2M}{R^3} \left(1 + \frac{P}{R^2} \right)$ lassen sich bei Anschlußmessungen an drei Stationen mit bekanntem Z_0 die Unbekannten M, P, R berechnen. Der Unterschied ΔR zwischen dem berechneten R_0 und dem mit dem Deflektor gemessenen und auf 15° reduzierten R_{15} ist als die Korrektur anzusehen, die an R_{15} anzubringen ist, um die effektive Entfernung R_0 zu erhalten. Um ΔR ist also die Skala am Deflektor zu hoch oder zu niedrig angebracht. Das Moment des Magnets kann auch durch Ablenkungen mit dem Theodoliten bestimmt werden. In dem Falle sind für R und P nur zwei Gleichungen nötig.

Bei der Berechnung gehen in M alle unvermeidlichen störenden Einflüsse mit ein, wie Gewichtsveränderung und Formveränderung des Nadelsystems (Abschleifen der Spitzen, Staub an den Nadeln oder den Hütchen usw.; vor

jeder Messung muß das Nadelsystem aufs sorgfältigste nach Möglichkeit von Staub befreit werden). Entsprechend erhält man ein anderes R_{15} und ein anderes $\angle R$. Durch häufige Anschlußmessungen müssen M und $\angle R$ kontrolliert und für ein verändertes R_{15} das entsprechende M berechnet werden.

Da es schwierig ist, das Nadelsystem auf den Spitzen gut auszubalancieren, sind mit der Vertikalwage die verschiedensten Versuche gemacht worden. Im Jahre 1927 wurde mit der Wage Nr. 6 gearbeitet. Diese und Wage Nr. 1 von 1924 mit der von G. Schulze hergestellten Spitzenlagerung haben sich am besten bewährt.

Bei den Messungen werden beide Spiegel abwechselnd je drei- bis fünfmal abgelesen, was einen Beobachtungssatz ergibt. Jede Ablesung wird auf $+15^\circ$ reduziert und paarweise das Mittel genommen. Das Mittel aus diesen drei bis fünf Mitteln wird als R_{15} bezeichnet.

Die Genauigkeit der Messungen wird aus den Anschlußmessungen berechnet. Über die innere Genauigkeit lassen sich auch aus der Übereinstimmung der Mittel eines Satzes Schlüsse ziehen. Letzteres bezieht sich aber mehr auf die jedesmalige Einstellung als auf den Zustand des Instrumentes. Für 1925 ergibt sich durch die Anschlußmessungen in Estland an einer Station ein mittlerer Fehler $\varepsilon = 50\gamma$ für eine Anschlußmessung. In seinem Bericht von 1926 nimmt Dr. Keränen den mittleren Fehler $\varepsilon = 200\gamma$ an, was wohl der Wahrheit am nächsten kommen dürfte in Anbetracht der großen Anzahl Anschlußstationen, über welche die schwedisch-finnische Vermessung verfügte.

Für die Deklinationsbestimmungen wurde von Plath-Hamburg ein spezieller Kompaß bezogen. Er ist mit Schattenstiften und einem Diopter versehen. In Anbetracht des besonderen Zweckes, den das Instrument zu erfüllen hat, wurden bei der Bestellung folgende Anforderungen gestellt. Die Rose sollte einen Durchmesser von 22.5 cm erhalten, damit die Gradteilstriche genügend weit voneinander liegen. Der Druck auf die Pinne sollte 2.5 bis 5 g nicht übersteigen. Deshalb mußte es ein Fluidkompaß werden. Das Moment der Nadeln mußte möglichst groß sein, und da das Instrument auf einem eisenfreien Fahrzeug benutzt werden sollte, brauchte auf Größe und Anordnung der Nadeln wegen Induktion und mehrkreisiger Deviation keine Rücksicht genommen zu werden. Da die Rose keine Teilungsfehler haben darf, wurde sie mit der Teilmaschine auf Metall geschnitten. Die Rose muß zentrisch mit dem Hütchen verbunden sein und ihre Achse mit der magnetischen Achse des Nadelsystems zusammenfallen.

Der Kompaß wurde drehbar aufgestellt, so daß er um 180° umgelegt werden kann. Jede Messung besteht aus vier Sätzen von je drei Ablesungen. Der Kursstrich wird in der Richtung des Objektes eingestellt, und in dieser ersten Lage werden drei Ablesungen gemacht. Darauf wird der Kompaß um 180° gedreht und so in die zweite Lage gebracht, wo auch drei Ablesungen gemacht werden. Für den dritten Satz wird er wieder in Lage I, wie beim ersten, eingestellt, und für den vierten, wie beim zweiten, in Lage II. Beim Berechnen nimmt man die Mittel aus dem ersten und vierten Satz und aus

dem zweiten und dritten Satz. Die halbe Summe der beiden Mittel ergibt die gesuchte Kompaßrichtung, die halbe Differenz die innere Übereinstimmung.

Die Anschlußmessungen ergeben, daß der Kompaß eine ständige Korrektur von etwa $+0.5^{\circ}$ hat. Daraus läßt sich ersehen, daß die Achse der Rose nicht parallel der magnetischen Achse des Nadelsystems ist. Aus den Schwankungen, denen diese Korrektur unterworfen ist, kann man über das Einstellungsvermögen der Rosen Schlüsse ziehen. Unter Berücksichtigung der Fehlerquellen: Uhrkorrektur, Beobachtungsfehler, Fehler der konstanten Korrektur der Rose, Änderung der Deklination wegen der während der Messung zurückgelegten Strecke, Reduktionsfehler und Fehler in der Ortsbestimmung erhält man in See die Deklination mit einer Genauigkeit von $6'$ bei Schattenablesungen und von $7'$ bei Diopterablesungen, oder im allgemeinen $\angle D = \pm 0.1^{\circ}$.

Die Instrumente gehören der Topo-hydrographischen Abteilung des estnischen Generalstabes, während das Fahrzeug Privatbesitz ist und vom Leiter der Expedition, in Vollmacht, geführt wird.

Das Personal der Expedition besteht aus drei ehemaligen Offizieren der Kaiserl. Russ. Marine und einem Mathematiker, außerdem aus vier Matrosen. Der Leiter der Expedition, der ehemalige Kapitän 2. Ranges der Kaiserl. Russ. Marine Adam von Gernet, steht gegenwärtig als Beamter im Dienst des estnischen Generalstabes und wird für Arbeiten im Auslande von letzterem, zu dem Zweck, mit Instrumenten beurlaubt. Die Kosten des Unterhaltes der Expedition trägt der Auftraggeber, in dessen Besitz die Ergebnisse der Arbeit übergehen.

Im Jahre 1924 wurde im Auftrage des estnischen Generalstabes der Finnische Meerbusen und der Moonsund vermessen. Es lagen damals noch keine Erfahrungen über diese Art von Vermessungen vor. Im Finnischen Meerbusen wurden die Stationen 15 Meilen voneinander entfernt angeordnet, im Moonsund 5 Meilen. Die damals gesammelte Erfahrung lehrte, daß 15 Meilen eine zu große Entfernung ist, in gestörten Gebieten 4 bis 5 Meilen die ratsamste Entfernung, und daß es im allgemeinen zu den besten Resultaten führt, wenn man die Stationen reihenweise anordnet, mit einer Entfernung von 6 bis 8 Meilen zwischen den einzelnen Stationen und 8 bis 10 Meilen zwischen den Reihen.

Die Ausführung der Arbeit des Jahres 1924 ist in Nr. 4 des Topo-hydrographischen Jahrbuches der vierten Abteilung des estnischen Generalstabes in Reval, Jahrg. 1926 in deutscher Sprache beschrieben, während die Ergebnisse in Nr. 8, Heft 1, als Beilage des Jahrbuches, im Jahre 1927 veröffentlicht sind.

Im Jahre 1925 stand die Expedition, während der Monate Mai und Juni, drei Wochen lang in Diensten des Kgl. Schwed. Seekartenamtes und der Meteorologischen Zentralanstalt von Finnland. Damals wurde das Alandsmeer vermessen. Die Ergebnisse dieser Arbeit sind in einem gemeinsamen Bericht: „Magnetic Measurements in the Baltic Sea, South Quarken, First Report 1926“ vom Kgl. Schwed. Seekartenamt und der Meteorologischen Zentralanstalt von Finnland veröffentlicht.

Während der übrigen Zeit des Sommers 1925 wurden für Estland ergänzende Messungen im Finnischen Meerbusen und im Moonsund ausgeführt und

mit den Messungen in der nördlichen Ostsee, westlich von den Inseln Dago und Ösel, begonnen. Die westlichsten Stationen wurden in der Mitte zwischen den genannten Inseln und der schwedischen Küste angeordnet.

Im Jahre 1926 stand die Expedition am Anfang des Sommers wieder einen Monat in Diensten des Königl. Schwed. Seekartenamtes und der Meteorologischen Zentralanstalt von Finnland. Während dieser Zeit wurde in der nördlichen Ostsee vor den Einfahrten in die schwedischen und finnischen Schären gemessen. Die Ergebnisse dieser Arbeit sind wiederum in einem gemeinsamen Bericht: „Magnetic Measurements in the Baltic Sea, South Quarken and Northern coast

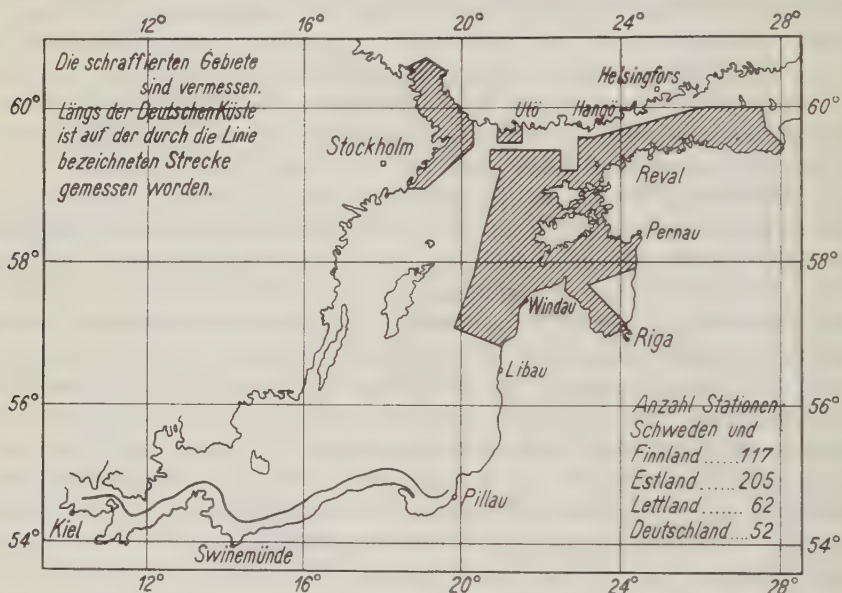


Fig. 1.

of the Baltic Sea. Second Report by J. Keränen and H. Odelsjö 1927“ vom Königl. Schwed. Seekartenamt und der Meteorologischen Zentralanstalt von Finnland veröffentlicht.

Während der übrigen Monate des Sommers wurden für Estland ergänzende Messungen im Finnischen Meerbusen ausgeführt, in der Ostsee die 1925 begonnenen, nach Norden und Westen bis zu den Messungen vor den finnischen und schwedischen Schären ausgedehnt, und außerdem die Mitte des nördlichen Teiles des Rigaischen Meerbusens vermessen.

Es ist vorgesehen, die Ergebnisse dieser Arbeiten von 1925 und 1926 im Topo-hydrographischen Jahrbuch der vierten Abteilung des estnischen Generalstabes im Jahre 1928 zu veröffentlichen.

Im Jahre 1927 stand die Expedition den Juni über in Diensten der deutschen Reichsmarineleitung, hat aber während der Arbeit in den deutschen

Gewässern keine nennenswerten Resultate erzielt, da das Wetter mit nur seltenen Ausnahmen ein Arbeiten unmöglich machte. Den Juli über stand die Expedition in Diensten der hydrographischen Abteilung von Lettland. Während der folgenden Monate wurden für Estland die Arbeiten in der Ostsee und im Rigaischen Meerbusen beendet, und damit überhaupt die Messungen in See. Die lettischen Messungen schlossen sich in der Ostsee an die estnischen an und wurden längs der kurischen Küste bis zur Breite von Steinort ausgeführt. Außerdem wurde mit den Messungen im südlichen Teil des Rigaischen Meerbusens begonnen. Auf der vorstehenden Kartenskizze sind die vermessenen Teile der Ostsee bezeichnet.

Die Wirkung der Kontinente und Ozeane auf die Differenz $B - A$ der Hauptträgheitsmomente der Erde im Äquator.

Von Karl Jung, Potsdam. — [Mit fünf Abbildungen.]*)

Mittels handlicher Formeln werden Überschlagsrechnungen über die Wirkung der Verteilung der Kontinente und Ozeane auf die Differenz $B - A$ der Hauptträgheitsmomente der Erde im Äquator und über die Richtung der Hauptachsen unter verschiedenen Annahmen über den Aufbau der Erdkruste ausgeführt. Eine der Hauptachsenrichtungen fällt nahe mit den von Helmert, Berroth und Heiskanen aus Schweremessungen berechneten Richtungen zusammen, und es ist somit wahrscheinlich, daß die Verteilung von Kontinenten und Ozeanen wesentlich an dem Zustandekommen der Differenz $B - A$ beteiligt ist. Unter Annahme eines anisostatischen, isostatischen und „quasiisostatischen“ (der Kondensationsreduktion entsprechenden) Aufbaues kann die aus den Schwereformeln berechnete Differenz nicht erklärt werden: die der Massenverteilung entsprechende Differenz ist nur im ersten dieser Fälle der Größenordnung nach mit der aus den Schwereformeln abzuleitenden Differenz vergleichbar, in den anderen Fällen ist sie viel zu gering, und in allen Fällen fällt die der Massenverteilung entsprechende große Achse mit der den Schwereformeln entsprechenden kleinen Achse zusammen. Nur eine „halbisostatische“ Annahme, nach der das Relief der Kontinente und Ozeanböden sich isostatisch gebildet hat, das Meerwasser nun aber als Überschußmasse die Ozeanbecken ausfüllt, vermag die Achsenrichtungen richtig zu geben und etwa $\frac{1}{3}$ der Differenz $B - A$ zu erklären. Man muß also unter den Ozeanen überschüssige Massen annehmen. Die Annahme, daß der physischen Erde die Differenz $B - A = 0$ zukommt und die Schwerereduktionen einen anderen Betrag dieser Differenz vortäuschen, würde die Achsenrichtungen richtig geben, jedoch sind die Massenverschiebungen, die den von Helmert, Berroth und Heiskanen angewandten Reduktionen entsprechen, zu gering, um Differenzen von den berechneten Beträgen vortäuschen zu können. Es wird darauf hingewiesen, daß möglicherweise ein systematischer Fehler, der sämtliche amerikanische Messungen gegenüber den europäischen ein wenig zu klein erscheinen läßt, das Längenglied in den Schwereformeln erklären kann.

Die bekannten Schwereformeln von Helmert¹⁾, Berroth²⁾ und Heiskanen³⁾ weisen ein von der geographischen Länge abhängiges Glied auf. Aus

*) Die vorliegende Arbeit gehört zu den geophysikalischen Arbeiten, die mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft unter Leitung von Prof. Angenheister im Geodätischen Institut ausgeführt werden.

dessen Koeffizient läßt sich die Differenz $B - A$ der Hauptträgheitsmomente der Erde im Äquator ableiten. Es ergibt sich: $B - A = \begin{cases} 5.9 & (\text{Helmert}) \\ 3.9 \cdot 10^{40} & (\text{Berroth}) \\ 8.8 & (\text{Heiskanen}) \end{cases}$, und der Meridian, in dem sich die Achse des kleineren Trägheitsmoments A befindet, hat die geographische Länge $\lambda = \begin{cases} -17^\circ \\ -10^\circ, \text{ positiv von Greenwich} \\ +18^\circ \end{cases}$ nach Osten.

Zur Erklärung gibt es drei Möglichkeiten. Die bekannteste ist, daß man dem Äquator eine elliptische Gestalt zuschreibt. Den oben angeführten Werten für $B - A$ entsprechen die Hauptachsendifferenzen $a - b = \begin{cases} 230 \text{ m} \\ 150 \text{ m} \\ 345 \text{ m} \end{cases}$

größere Äquatorachse fällt mit der Achse des kleineren Trägheitsmoments zusammen (und mit dem größten Schwerwert, nicht mit dem kleinsten, wie man nach dem Verlauf der Schwerkraft längs eines Meridians vermuten könnte), liegt also in den oben angegebenen Meridianen, die sich ungefähr um den Meridian von Greenwich gruppieren. Zweitens hat man die Möglichkeit, den Äquator kreisförmig anzunehmen und die Differenz der Hauptträgheitsmomente den Unregelmäßigkeiten der Massenverteilung in der Erde zuzuschreiben. Hierüber finden sich bereits Ausführungen bei Berroth²⁾, auch hat Schweydar⁴⁾ Berechnungen angestellt, über die jedoch Genaueres nicht veröffentlicht wurde. Schließlich kann man einen Teil der Differenz als von den Schwerereduktionen vorgetäuscht ansehen. Hiermit beschäftigt sich eine in neuester Zeit erschienene umfangreiche Arbeit von Mader⁵⁾, auf die noch weiter unten zurückzukommen sein wird. Die Berechnungen Maders sind sehr genau und ausführlich, und es ist nur mit großem Zeitaufwand möglich, ihnen in allen Einzelheiten zu folgen. Im folgenden zeigt sich, daß man mit weniger genauen und zeitraubenden Berechnungen das Problem der Äquatortragheitsmomente erörtern kann.

I. Handliche Formeln zur angenäherten Berechnung der Wirkung der Massenverteilung in der Erdkruste auf die Differenz $B - A$. 1. Es werden die folgenden Vereinfachungen eingeführt:

a) Das topographische Relief wird einer Kugel vom Radius $R = 6.4 \cdot 10^8 \text{ cm}$ und der Masse $E = 6.0 \cdot 10^{27} \text{ g}$ aufgesetzt.

b) Kontinente und Ozeane werden in Gebiete zerlegt, die von zwei Breitenkreisen $\varphi = \varphi_1$ und φ_2 , von zwei Meridianen $\lambda = \lambda_1$ und λ_2 und zwei konzentrischen Kugelflächen mit den Radien $R = R_1$ und R_2 begrenzt sind (Fig. 1 a, b).

c) Jedes dieser Gebiete wird ersetzt durch einen Massenpunkt P in seinem Innern, dessen Lage durch $\varphi_P = \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}$ und $\lambda_P = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}$ gegeben ist und

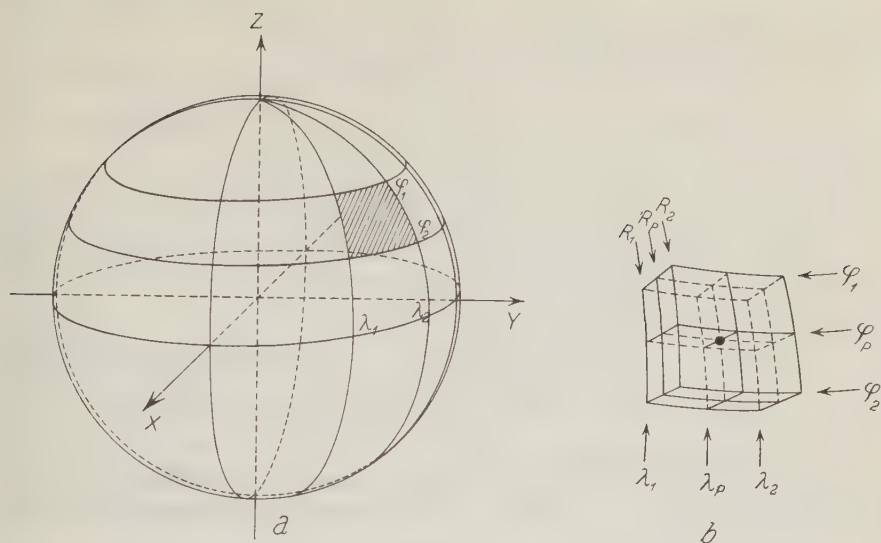


Fig. 1.

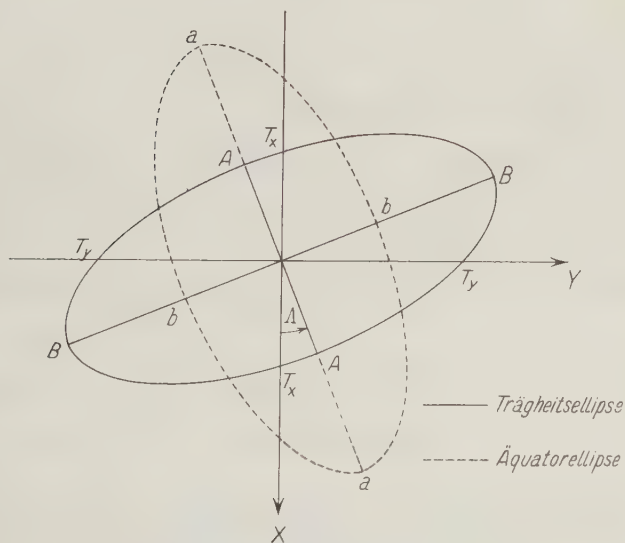


Fig. 2*).

*) Das Vektordiagramm der Trägheitsmomente T kann nur bei sehr kleinen Hauptachsendifferenzen als Ellipse angesehen werden. Strenggenommen geht es erst durch die Transformation $\varphi = \frac{1}{\sqrt{T}}$ in eine Ellipse über, die Äquatorellipse des aus der Mechanik bekannten Trägheitsellipsoids.

in dem sich die Masse m_P befindet, die mit hinreichender Genauigkeit der Masse des ganzen Gebietes entspricht.

$$m_P = \delta (R_2 - R_1) \cdot (\lambda_2 - \lambda_1) R_P \cos \varphi_P \cdot (\varphi_2 - \varphi_1) R_P \quad [\delta = \text{'Dichte'}].$$

d) Alle Kontinente mögen gleiche Höhe und gleichen Aufbau, und die Ozeanbecken gleiche Tiefe und gleichen Untergrund haben.

2. Wie üblich liegt die XY -Ebene im Äquator, die X -Achse im Meridian von Greenwich, die Y -Achse im Meridian $+ 90^\circ$ (positiv von Greenwich nach Osten). Die Differenz der Trägheitsmomente in bezug auf die beiden Achsen und das auf die XY -Koordinaten bezügliche Deviationsmoment sind durch folgende Formeln gegeben:

$$T_y - T_x = \Sigma m_P (x_P^2 - y_P^2) = \Sigma \delta R_P^4 (R_2 - R_1) (\lambda_2 - \lambda_1) (\varphi_2 - \varphi_1) \cos^3 \varphi_P \cos 2\lambda_P, \quad (1)$$

$$2 D_{xy} = 2 \Sigma m_P x_P y_P = \Sigma \delta R_P^4 (R_2 - R_1) (\lambda_2 - \lambda_1) (\varphi_2 - \varphi_1) \cos^3 \varphi_P \sin 2\lambda_P. \quad (2)$$

Nach bekannten Beziehungen erhält man die Differenz $B - A$ der Hauptträgheitsmomente und den Winkel A , den die Achse des kleineren Hauptträgheitsmoments mit der X -Achse (= Richtung des Meridians von Greenwich) bildet (Fig. 2).

$$B - A = \frac{T_y - T_x}{\cos 2A} \dots \dots \dots (3)$$

$$\operatorname{tg} 2A = \frac{2 D_{xy}}{T_y - T_x} \dots \dots \dots (4)$$

Folgende Abkürzungen werden eingeführt:

$$\begin{aligned} t_P &= (\lambda_2 - \lambda_1) (\varphi_2 - \varphi_1) \cos^3 \varphi_P \cos 2\lambda_P, & t &= \Sigma t_P, \\ d_P &= (\lambda_2 - \lambda_1) (\varphi_2 - \varphi_1) \cos^3 \varphi_P \sin 2\lambda_P, & d &= \Sigma d_P, \\ f &= \delta R_P^4 (R_2 - R_1). \end{aligned}$$

Dann lauten (3) und (4) für die Gesamtheit der Gebiete mit gleichem Massenaufbau:

$$B - A = \frac{1}{\cos 2A} \cdot f t \dots \dots \dots (3)$$

$$\operatorname{tg} 2A = \frac{d}{t} \dots \dots \dots (4)$$

3. Die Länge-Breite-Glieder t und d hängen von der geographischen Lage der Gebiete ab. Wenn gleichartige Gebiete die ganze Erde lückenlos bedecken, d. h. die Erdoberfläche nur aus Kontinenten oder nur aus Ozeanen besteht, dann ist die Wirkung auf $B - A$ gleich Null, dann muß $t = 0$ und $d = 0$ sein. Folglich nehmen t und d für die Gesamtheit der Meere den gleichen Betrag, aber das umgekehrte Vorzeichen an wie für die Gesamtheit der Kontinente. Es ist also: $t_m = -t_k$, $d_m = -d_k$, wobei der Index k sich auf die Kontinente, der Index m sich auf die Meere bezieht.

Zur Bestimmung von t_k und d_k wird der von den Kontinenten bedeckte Teil der Erde in die in Tabelle 1 angegebenen Gebiete zerlegt. Das Ergebnis der Berechnung ist gleichfalls in Tabelle 1 wiedergegeben.

Tabelle 1.

Gebiet	φ_1	φ_2	λ_1	λ_2	φ_P	λ_P	t_P	d_P
Europa	35	70	0	60	52	30	0.07	0.13
Nordafrika	5	35	— 15	50	20	18	0.40	0.29
Südafrika	— 35	5	15	40	— 15	28	0.16	0.23
Asien	15	70	60	140	42	100	— 0.49	— 0.18
Australien	— 35	— 15	120	150	— 25	135	0	— 0.14
Nordamerika	25	70	— 120	— 75	48	— 98	— 0.18	0.05
Südamerika	— 40	5	— 80	— 45	— 18	— 62	— 0.23	— 0.34
Antarktis	— 90	— 75	0	360	— 90		0	0
Σ — 0.27								0.04

(Zum Vergleich: Mader berechnet $\frac{1}{5}\Sigma t_P = 0.0709341$, $\frac{1}{5}\Sigma d_P = 0.0104925$.)
Zusammengefaßt ergibt sich also:

$$\left. \begin{aligned} t_k &= -0.27, & d_k &= 0.04, \\ t_m &= 0.27, & d_m &= -0.04. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (5)$$

Das Dichte-Höhe-Glied für eine Platte, z. B. einen einfach aufgesetzten Kontinent oder das Wasser eines Meeresbeckens, ist $f = \delta R_P^4 (R_2 - R_1)$. Bei komplizierteren Massenarrangements, z. B. einem Ozean mit der unter ihm befindlichen Erdkrustenmasse, wird sich das Dichte-Höhe-Glied aus mehreren dem Ausdruck f ähnlichen Ausdrücken additiv zusammensetzen. Es sei dann mit F bezeichnet. Nach Annahme d) ist F für alle Kontinente konstant $= F_k$ und für alle Meere konstant $= F_m$. Während jedoch t und d ein für allemal berechnet sind, ist F für verschiedene Annahmen über die Massenverteilung verschieden.

Aus den Gleichungen (3) bis (5) ergibt sich nun:
für die Kontinente:

$$\operatorname{tg} 2 A_k = -0.15, \quad A_k = \begin{Bmatrix} -4^\circ \\ 86^\circ \end{Bmatrix}, \quad \cos 2 A_k = \pm 1.0,$$

$$(B - A)_k = \mp 0.27 \cdot F_k \text{ cgs-Einheiten};$$

für die Ozeane:

$$\operatorname{tg} 2 A_m = -0.15, \quad A_m = \begin{Bmatrix} -4^\circ \\ 86^\circ \end{Bmatrix}, \quad \cos 2 A_m = \pm 1.0,$$

$$(B - A)_m = \pm 0.27 \cdot F_m \text{ cgs-Einheiten};$$

für das Relief der ganzen Erde:

$$\operatorname{tg} 2 A = -0.15, \quad A = \begin{Bmatrix} -4^\circ \\ 86^\circ \end{Bmatrix}, \quad \cos 2 A = \pm 1.0,$$

$$B - A = \pm 0.27 \cdot (F_m - F_k) \text{ cgs-Einheiten.}$$

Da B definitionsgemäß größer als A ist, muß in den Formeln für $B - A$ das Vorzeichen so gewählt werden, daß die linke Seite positiv wird. Von dem Vorzeichen hängt der Winkel A ab. Muß man das obere Zeichen nehmen, so ist $A = -4^\circ$, im anderen Fall ist $A = 86^\circ$.

Die Differenz $B - A$ bezieht sich streng genommen nur auf die extremen Trägheitsmomente im Äquator und nicht auf die Hauptträgheitsmomente der ganzen Erde. Diese sind ein wenig aus der Äquatorebene herausgedreht. Der Winkel, den ihre Achsen mit der Äquatorebene bilden, ist aber so klein (nach Mader meist weniger als 1°), daß er für die Überschlagsrechnung unbedenklich vernachlässigt werden kann.

4. Man kann noch die Hauptachsendifferenz $a - b$, die der Differenz $B - A$ entspricht, bestimmen. Da bei den Berechnungen über die Wirkung der Massenverteilung in der Erdkruste auf $B - A$ die Ursache in den Massenunregelmäßigkeiten und nicht in einer elliptischen Gestalt des Äquators gesucht wird, ist die Differenz $a - b$ nur eine Rechengröße, die immerhin zur Veranschaulichung beiträgt. Es gilt $a - b = 2 R \beta'_2$, wobei β'_2 den Koeffizienten des Längengliedes in den Schwereformeln bedeutet. Ferner ist [siehe z. B. Berroth²), Mader⁵)], $\beta'_2 = \frac{3}{4} \frac{B - A}{R^2 E}$, und man erhält durch Einsetzen der in der vereinfachten Annahme a) angegebenen Werte von R und E :

$$a - b = 3.9 \cdot 10^{-37} (B - A) \text{ cm.}$$

II. Die Wirkung des Aufbaues der Kontinente und Ozeane auf die Differenz $B - A$. Zur Abschätzung des Einflusses der Kontinente und Ozeane auf $B - A$ wird die der physischen Erde entsprechende Massenverteilung mit einem Normalzustand verglichen. In dem Normalzustand seien die Massen so angeordnet, daß $B - A = 0$ ist. Dann ist die Wirkung zu bestimmen, die die Entwicklung des Endzustandes aus dem Normalzustand*) auf die Differenz $B - A$ ausübt.

Es werden vier Fälle betrachtet:

1. Der anisostatische Fall. Normalzustand ist die Erde mit homogener Schale. Die Kontinente werden aufgesetzt, die Meeresbecken ausgegraben und mit Wasser angefüllt. Es findet keinerlei Kompensation statt.
2. Der isostatische Fall. Normalzustand ist die Erde mit homogener Schale. Im Endzustand sind die Massen der Kontinente und Ozeane der Prattischen Hypothese entsprechend so angeordnet, daß sich über jedem Flächenelement der in der Tiefe befindlichen Ausgleichsfläche gleich viel Masse befindet. Kontinente und Ozeane haben gleiche Ausgleichstiefe und sind isostatisch ausgeglichen.
3. Der halbisostatische Fall. Normalzustand ist die Erde mit homogener Schale. Im Endzustand ist die Lithosphäre isostatisch aufgebaut, das Meerwasser wird von außen zugefügt. Die Ozeangebiete haben einen dem Meerwasser entsprechenden Massenüberschuß.

*) In der Figur mit „Anfangszustand“ bezeichnet.

4. Der quasiisostatische Fall. Im Normalzustand seien die Ozeane bereits vorhanden. Die im Endzustand über das Meeresniveau herausragenden Kontinentmassen mögen im Normalzustand eine Flächenbelegung in Meereshöhe bilden. Damit im Normalzustand $B - A = 0$ ist, muß unterhalb der Flächenbelegung und unterhalb der Ozeanböden eine Kompensation stattfinden. Über die Art dieser Kompensation, insbesondere über das Vorhandensein und die Tiefe einer eventuellen Ausgleichsfläche soll keine Annahme gemacht werden.

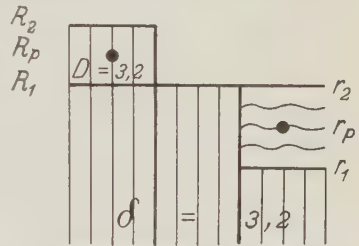
Die Bezeichnungen für die Dichte und die Entfernungen der oberen und unteren Schollenbegrenzung vom Erdmittelpunkt sind im einzelnen aus den Figuren ersichtlich. Dichten werden mit D, d, δ , Radien mit R, r, ϱ bezeichnet. Allgemein beziehen sich große lateinische Buchstaben auf Kontinente, kleine lateinische Buchstaben auf Ozeane im Endzustand, während sich griechische Buchstaben auf den Normalzustand beziehen.

Die Kontinente mögen stets eine Höhe von 800 m, die Meere eine Tiefe von 4000 m haben.

1. Der anisostatische Fall (Fig. 3). F bestimmt sich aus folgenden Gleichungen:

a) für die Kontinente: $F_k = D \cdot R_P^4 (R_2 - R_1)$,

b) für die Meere: $F_m = d \cdot r_P^4 (r_2 - r_1)$.



Kontinent Anfangs - Ozean
zustand

Fig. 3.

Die Dichte der äußeren Schale der Erde sei 3.2, die Dichte der aufgesetzten Kontinente ebenfalls 3.2. Diese Annahme erscheint reichlich hoch, sie wird jedoch gemacht, um die Ergebnisse mit Maders Berechnungen vergleichen zu können. Mader nimmt gleichfalls 3.2 an.

Alle Annahmen und Ergebnisse sind in Tabelle 2 zusammengestellt.

Tabelle 2.

Gebiet	D, d	R_P, r_P cm	$R_2 - R_1$ $r_2 - r_1$ cm	F	$B - A$ cgs	A	$a - b$ m
a) Kontinente . . .	3.2	$6.4 \cdot 10^8$	$8 \cdot 10^4$	$4.3 \cdot 10^{40}$	$1.2 \cdot 10^{40}$	86^0	45
b) Ozeane	— 2.2	$6.4 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^5$	$- 15 \cdot 10^{40}$	$4.0 \cdot 10^{40}$	86^0	160
c) Kontinente + Ozeane					$5.2 \cdot 10^{40}$	86^0	200

(Mader berechnet: $a - b = 268$ m, $A = 98,2^0$.)

2. Der isostatische Fall (Fig. 4). Da im isostatischen Fall kein Hinzufügen oder Wegnehmen von Massen vorliegt, sind wesentlich geringere Wirkungen wie im anisostatischen Fall zu erwarten. Die Gleichungen für F lauten:

a) für die Kontinente: $F_k = D \cdot R_P^4 (R_3 - R_1) - \delta \varrho_P^4 (\varrho_3 - \varrho_1)$,

b) für die Meere: $F_m = d \cdot r_P^4 (r_3 - r_1) + 1 \cdot r_W^4 (r_3 - r_2) - \delta \cdot \varrho_P^4 (\varrho_2 - \varrho_1)$

Meerwasser als hinzugefügte Masse wirkt. Die Wirkungen werden also größer als im isostatischen Fall sein und wesentlich von dem Meerwasser abhängen. Die Wahl der Ausgleichstiefe kann nur von geringem Einfluß sein.

Angenommen wird die Dichte 3.2 im Normalzustand und eine Ausgleichstiefe von 120 km. F berechnet sich aus den Formeln:

a) für die Kontinente: $F_k = D \cdot R_P^4 (R_2 - R_1) - \delta \varrho_P^4 (\varrho_2 - \varrho_1)$,

b) für die Meere: $F_m = d \cdot r_P^4 (r_2 - r_1) + 1 \cdot r_W (r_3 - r_2) - \delta \cdot r_P^4 (\varrho_2 - \varrho_1)$.

Hierbei sind folgende Bedingungen zu beachten:

$$a) D(R_2 - R_1) = \delta(\varrho_2 - \varrho_1),$$

$$b) d(r_2 - r_1) = \delta(\varrho_2 - \varrho_1).$$

Annahmen und Ergebnisse gibt Tabelle 4.

Tabelle 4.

Gebiet	δ	r_P cm	$\varrho_2 - \varrho_1$ cm	$\frac{R_2 - \varrho_2}{r_3 - r_2}$ cm	F	$B - A$ cgs	A	$a - b$ m
a) Kontinente . .	3.2	$6.4 \cdot 10^8$	$1.2 \cdot 10^7$	$8 \cdot 10^4$	$1.6 \cdot 10^{39}$	$4.3 \cdot 10^{38}$	86^0	1.7
b) Ozeane . . .	3.2	$6.4 \cdot 10^8$	$1.2 \cdot 10^7$	$4 \cdot 10^5$	$6.1 \cdot 10^{40}$	$1.6 \cdot 10^{40}$	$- 4^0$	64
c) Kontinente + Ozeane						$1.6 \cdot 10^{40}$	$- 4^0$	62

(Dieser Fall wird von Mader nicht betrachtet.)

4. Der quasiisostatische Fall (Fig. 5). Es handelt sich nur um Massenverschiebungen von sehr geringem Betrag. Dementsprechend ist nur eine sehr kleine Wirkung zu erwarten.

Die Dichte der im Endzustand über das Meeresniveau hinausragenden Kontinentmassen sei $D = 3.2$. Dann ist die Flächendichte derselben Massen im Normalzustand $\sigma = D(R_2 - R_1)$. Es gilt:

(nur für Kontinente) $F = F_k = D \cdot R_P^4 (R_2 - R_1) - \sigma \cdot \varrho_P^4 = D(R_2 - R_1)(R_P^4 - \varrho_P^4)$.

Annahmen und Ergebnisse zeigt Tabelle 5.

Tabelle 5.

Gebiet	D	$\varrho_P = R_1$ cm	$R_2 - R_1$ cm	F	$B - A$ cgs	A	$a - b$ cm
nur Kontinente . .	3.2	$6.4 \cdot 10^8$	$8 \cdot 10^4$	$1.1 \cdot 10^{35}$	$2.9 \cdot 10^{36}$	86^0	1.1

(Dieser Fall wird von Mader nicht betrachtet.)

III. Die Wirkung der gebräuchlichen Schwerereduktionen auf $B - A$.

1. Die Schwerereduktionen sollen aus den auf der im Endzustand befindlichen Erde gemessenen Schwerewerten die dem Normalzustand entsprechenden Schwerewerte herstellen, d. h. die Wirkung der Massenverteilung in der Erdkruste rückgängig machen. Ist im Normalzustand $B - A = 0$, so muß die richtig ausgewählte Reduktion zu Schwerewerten führen, aus denen $B - A = 0$

folgt, während bei einer der Massenverteilung nicht entsprechenden Reduktion eine Differenz übrigbleibt.

Man kann sich auch denken, wie Mader in seiner Arbeit ausführt, daß sich im Lauf der Erdgeschichte die Differenz zwischen B und A ausgeglichen hat und dem Endzustand, d. h. der physischen Erde, die Differenz $B - A = 0$ entspricht. Dann werden die Reduktionen einen Unterschied zwischen B und A vortäuschen.

Die Wirkung der Reduktion ist gerade die umgekehrte wie die durch Entwicklung des Endzustandes aus dem Normalzustand hervorgerufene. Die absoluten Beträge sind dieselben, der Winkel A jedoch wird um 90° verändert, an Stelle von $A = -4^\circ$ tritt $A = 86^\circ$ und umgekehrt. Da bei fast allen Berechnungen über die Wirkung der Massenverteilung $A = 86^\circ$ resultierte, die Schweremessungen aber $A = \text{etwa } 0^\circ$ ergaben, liegt es nahe, zu untersuchen, ob man die aus den Schwerformeln berechneten Beträge von den Reduktionen vorgetäuscht ansehen kann.

2. Die gebräuchlichen Schwerereduktionen und ihre Wirkung auf $B - A$ seien im folgenden angeführt.

a) Freiluftreduktion und Kondensationsreduktion. Während bei Betrachtung der Schwerewerte selbst die Freiluftreduktion und die Kondensationsreduktion als identisch angesehen werden können, muß man bei der Untersuchung des Hauptachsenproblems zunächst streng unterscheiden.

Die an der Erdoberfläche gemessenen Schwerewerte sind zur Erörterung des Hauptachsenproblems unmittelbar nicht zu verwerten. Die Formeln für $B - A$, $a - b$ und A beziehen sich auf ein und dieselbe Niveaufläche, während die Schwerestationen in verschiedenen Niveauflächen liegen. Zu diesem Zwecke muß stets eine Reduktion angewandt werden. Am übersichtlichsten ist die alleinige Verwendung der Freiluftreduktion. Und zwar empfiehlt es sich (wenigstens in Gedanken), auf die Niveaufläche des höchsten Stationspunktes oder eine noch höhere Niveaufläche zu reduzieren. Hierbei fallen alle Schwierigkeiten, die das Durchdringen von Massen mit sich bringt, fort, es wird tatsächlich in freier Luft reduziert, und man sieht unmittelbar, daß dieser Reduktion keine Änderung der Massenordnung entspricht. Die Freiluftreduktion ist Voraussetzung für alle weiteren Untersuchungen, und es hat gar keinen Sinn, ihr einen Einfluß auf $B - A$ zuzuschreiben. Reduziert man auf Meeresniveau, so kann man vor der Anwendung der Freiluftreduktion das Oberflächenrelief durch Wegnahme oder Verschiebung der das Meeresniveau überragenden Massen beseitigen. Hierdurch wird $B - A$ verändert, jedoch hat die nachfolgende Freiluftreduktion selbst keine Wirkung auf $B - A$ mehr.

Der Formel für die Freiluftreduktion, $g = g_0 \left(1 - \frac{2h}{R}\right)$, liegt die Annahme zugrunde, daß man trotz der Unregelmäßigkeiten des Oberflächenreliefs und der von der Kugel abweichenden Gestalt der Erde die gesamte Erdmasse im Erdmittelpunkt vereinigt denken kann. Wo dies nicht zutrifft, z. B. in

der Nähe von Böschungen und Kontinentalrändern, gelten die obigen Ausführungen nicht streng, oder die Reduktionsformel ist entsprechend zu ändern.

Die Kondensationsreduktion beseitigt das Oberflächenrelief, indem sie die das Meeresniveau überragenden Massen im Meeresniveau kondensiert, so daß sie eine Flächenbelegung bilden, deren Flächendichte der ursprünglichen Höhe proportional ist. Wird sie über die ganze Erde ausgedehnt, so entspricht sie dem quasistatischen Fall, ihre Wirkung ist daher (für $D = 3.2$):

$$B - A = 1.1 \cdot 10^{36}, \quad A = -4^0, \quad a - b = 1.1 \text{ cm},$$

ein Betrag, der im Vergleich zu den aus den Schwereformeln berechneten Werten vernachlässigt werden kann.

Freiluftreduktion und Kondensationsreduktion sind für die Betrachtung des Hauptachsenproblems ohne Bedeutung.

Die Formel für die Kondensation einer in allen Richtungen unendlich ausgedehnten Platte plus Verlegung des Stationspunktes in Meereshöhe stimmt bis zu dem Gliede mit $\frac{h}{R}$ mit der oben angeführten Freiluftformel überein.

Erst in den höheren, nicht angegebenen Gliedern treten Abweichungen auf. Diese werden in der Praxis vernachlässigt, ebenso wie die Einwirkung der Erdkrümmung und die der entfernteren Gebiete, da deren Wirkungen fast stets unter der Genauigkeitsgrenze des Pendels bleiben. Die übliche Reduktionsformel entspricht in aller Strenge weder der Freiluftreduktion noch einer über die ganze Erde ausgedehnten Kondensationsreduktion, wohl aber eher der ersteren als der letzteren. So ist man auch theoretisch berechtigt, für die übliche Reduktion den Einfluß Null auf $B - A$ anzunehmen.

b) Die rein topographische Reduktion plus Freiluftreduktion. Diese Reduktion entspricht dem anisostatischen Fall, und ihre Wirkung beträgt daher:

$$B - A = 5.2 \cdot 10^{40}, \quad A = -4^0, \quad a - b = 200 \text{ m}.$$

Die Bouguersche Reduktion (einschließlich Freiluftreduktion) ist für die Betrachtung einzelner Schwerewerte eine nur die Stationsnähe betreffende Abart der topographischen Reduktion. Da die Bouguersche Reduktion bei der Bildung von Schwereformeln nie angewandt wurde, soll eine nähere Untersuchung unterbleiben.

c) Die topographisch-isostatische Reduktion plus Freiluftreduktion (Hayfordsche Reduktion). Diese Reduktion entspricht dem isostatischen Fall. Ihre Wirkung beträgt:

bei einer Ausgleichstiefe von 80 km:

$$B - A = 1.3 \cdot 10^{39}, \quad A = -4^0, \quad a - b = 5.0 \text{ m},$$

bei einer Ausgleichstiefe von 120 km:

$$B - A = 1.9 \cdot 10^{39}, \quad A = -4^0, \quad a - b = 7.5 \text{ m},$$

bei einer Ausgleichstiefe von 200 km:

$$B - A = 3.1 \cdot 10^{39}, \quad A = -4^0, \quad a - b = 12 \text{ m}.$$

3. Helmert und Berroth haben ihre Schwerewerte nach der Freiluftformel reduziert, Heiskanen benutzte die Hayfordsche Reduktion. Die Wirkungen der Hayfordschen Reduktion sind wesentlich kleiner als die aus den Schwereformeln berechneten Beträge. Die Wirkung der Freiluftformel ist fast Null. Es ist also unmöglich, die aus den Schwereformeln abgeleiteten Beträge von $B - A$ so zu erklären, daß die berechneten Beträge von den Reduktionen vorgetauscht sind, wobei der Erde im Endzustand, d. h. der physischen Erde, die Differenz $B - A = 0$ zukommt.

Während die Berechnungen über die Wirkung der Massenverteilung im Relief der Erdkruste mit den Ergebnissen Maders übereinstimmen, steht dieses Resultat mit seinen Folgerungen nicht im Einklang. Ich kann seinen Schlüssen nicht beistimmen, und zwar aus folgenden Gründen:

1. Auf S. 157 bis 161 wird die Wirkung des anisostatischen Aufbaues der Kontinente und Ozeane berechnet und das Ergebnis auf S. 162 zur Bestimmung der Wirkung der Kondensationsreduktion angewandt. Die Kondensationsreduktion entspricht jedoch nicht dem anisostatischen, sondern dem von mir mit „quasiisostatisch“ bezeichneten Fall. Ihr Einfluß auf $B - A$ ist verschwindend klein.
2. Bei der Berechnung der Wirkung der von Heiskanen angewandten Hayfordschen Reduktion enthält die auf S. 165 angegebene Formel bereits die Wirkung aller der Reduktion entsprechenden Massenverschiebungen. Es ist also den in der Tabelle auf S. 166 wiedergegebenen Ergebnissen nichts mehr hinzuzufügen. Das gleiche gilt von den die Airysche Hypothese betreffenden Berechnungen.

IV. Abschließende Bemerkungen über die Erklärung der aus den Schwereformeln berechneten Differenz $B - A$. Angesichts der recht guten Übereinstimmung der aus den verschiedenen Schwereformeln folgenden Werte von $B - A$, A und $a - b$ wird man die Annahme, daß diese Beträge reell sind, zunächst nicht von der Hand weisen können. Nimmt man sie als reell an, so gibt es — da nach den Ergebnissen des Abschnitts III eine alleinige Wirkung der Reduktionen ausscheidet — im wesentlichen nur noch zwei Möglichkeiten zu ihrer Erklärung: man schreibt dem Äquator elliptische Gestalt zu oder sucht bei kreisförmigem Äquator den Grund im Aufbau der Kontinente und Ozeane.

Die erste dieser Möglichkeiten ist nicht befriedigend. Man weiß, daß die Erde sich andauernd wirkenden Kräften gegenüber wie ein plastischer Körper verhält, und muß demnach annehmen, daß ihre Gestalt eine Gleichgewichtsfigur ist. Ein dreiachsiges Ellipsoid von den Dimensionen $a - c = \frac{1}{300} a$, $a - b = \frac{1}{30000} \cdot a$ jedoch ist bei der Rotationsgeschwindigkeit der Erde nicht im Gleichgewicht.

Die Übereinstimmung des aus den Schwereformeln folgenden Winkels A (\approx etwa 0°) mit dem berechneten Betrag $A = -4^\circ$, läßt es als wahrscheinlich

erscheinen, daß der Aufbau der Kontinente und Ozeane wesentlich am Zustandekommen der Differenz $B - A$ beteiligt ist. Die Berechnungen aber zeigen, daß bei kreisförmig angenommenem Äquator im anisostatischen Fall wohl die Größenordnung von $B - A$ vorliegen kann, jedoch der Winkel A 90° zu groß ist, d. h. große und kleine Achse der Trägheitsellipse gegenüber den Beobachtungsergebnissen vertauscht sind. Der halbisostatische Fall jedoch gibt den Winkel A richtig und erklärt etwa $\frac{1}{3}$ der Differenz $B - A$. Von den anderen betrachteten Fällen kommt keiner in Betracht. Man muß also annehmen, wie Berroth²⁾ bereits ausführt, daß die Ozeanbecken Massenüberschußgebiete sind. Und zwar genügt es nicht, bloß die Wassermassen als überschüssig anzusehen, der Untergrund des Ozeans selbst muß Zusatzmassen enthalten. Es ist dann kein isostatisches Gleichgewicht vorhanden. Dem andauernd wirkenden Drucke der unausgeglichene Massen gegenüber verhält sich die Erde nicht plastisch, oder zum mindestens hat sie es noch nicht vermocht, den Drucken vollkommen nachzugeben. Man muß also annehmen, daß die Erdkruste ihre Überschußgebiete selbst trägt, eine Annahme, die nicht befriedigen kann.

Eine wirklich befriedigende Lösung des Hauptachsenproblems ist noch nicht gefunden*).

Literatur.

- 1) Helmert: Sitzungsber. d. Preuß. Akad. d. Wissensch. **41**, 676 (1915).
- 2) Berroth: Gerlands Beitr. z. Geophys. **14**, 245.
- 3) Heiskanen: Untersuchungen über Schwerkraft und Isostasie. Veröff. d. Finn. Geodät. Inst. Nr. 4, 90 (1924).
- 4) Schweydar: Über Isostasie. Zeitschr. f. Geophys. **2**, 150 (1926).
- 5) Mader: Der Einfluß der Verteilung von Land und Wasser auf die Trägheitsmomente A und B der Erde im Äquator. Gerlands Beitr. z. Geophys. **18**, Nr. 1/2, 145—184 (1927).

*) Auf eine Erklärungsmöglichkeit ganz anderer Art hat mich Herr Prof. Angenheister aufmerksam gemacht. Die den Schwereformeln zugrunde liegenden Schwere-messungen wurden zum weitaus größten Teile in Mittel- und Westeuropa und in Nordamerika ausgeführt. Diese Gebiete haben einen Längenunterschied von ungefähr 90° , und ihre mittleren Meridiane fallen ungefähr mit den Meridianen der Hauptachsen zusammen. Ein systematischer Fehler, der alle amerikanischen Schwerewerte im Vergleich zu den europäischen zu klein werden läßt, kann das Längenglied in den Schwereformeln verursachen und eine Differenz zwischen B und A vortäuschen. Setzt man in die Längenglieder die mittleren Koordinaten von Mittel- und Westeuropa und von Nordamerika ein ($\varphi_P = 50^\circ$, $\lambda_P = 10^\circ$ bzw. $\varphi_P = 48^\circ$, $\lambda_P = -98^\circ$), so berechnet man leicht, daß zwischen den absoluten Schwerebestimmungen in Europa und Amerika eine Differenz von

$\begin{cases} 11 \cdot 10^{-3} \text{ cgs-Einheiten} \\ 9 \cdot 10^{-3} \text{ " " " } \\ 17 \cdot 10^{-3} \text{ " " " } \end{cases}$	genügt, um die Längenglieder der Formeln von	$\begin{cases} \text{Helmert} \\ \text{Berroth} \\ \text{Heiskanen} \end{cases}$
---	--	--

zu erklären. Dieser entspricht bei der Bestimmung der Schwingungsdauer und der Länge

des Sekundenpendels ein Fehler von etwa

$\begin{cases} 55 \cdot 10^{-7} \text{ sec} \\ 45 \cdot 10^{-7} \text{ " } \\ 85 \cdot 10^{-7} \text{ " } \end{cases}$	bzw.	$\begin{cases} 11 \mu \\ 9 \mu \\ 17 \mu \end{cases}$
--	------	---

Es wäre zu unter-

suchen, ob eine derartige Differenz in den absoluten Schwere-messungen vorliegen kann. Der Anschluß Washington—Potsdam ist auf $\pm 1.4 \cdot 10^{-3}$ cgs-Einheiten genau.

Potsdam, Geodätisches Institut, Dezember 1927.

Bemerkungen zu H. v. Iherings Kritik der Theorien der Kontinentverschiebungen und der Polwanderungen.

Von Alfred Wegener in Graz.

v. Ihering hat in seinem Buch „Die Geschichte des Atlantischen Ozeans“ *) sich gegen die Theorien der Kontinentenverschiebung und der Polwanderungen gewendet, und seine Stellungnahme nochmals in den zwei deutschen geophysikalischen Zeitschriften veröffentlicht**))***). Ich glaube, meinen Fachgenossen einige Aufklärungen zu schulden. Es scheint nämlich, als ob v. Ihering meine beiden in Frage kommenden Veröffentlichungen, nämlich die 1922 erschienene 3. Auflage meines Buches „Die Entstehung der Kontinente und Ozeane“ und das 1924 gemeinsam mit W. Köppen veröffentlichte Buch „Die Klimate der geologischen Vorzeit“ nicht bekannt sind, obwohl er das erstere ausdrücklich zitiert und auf das zweite jedenfalls vor Erscheinen seiner beiden Abhandlungen brieflich aufmerksam gemacht wurde. Er schreibt mir fortgesetzt Ansichten zu, die in krassem Gegensatz zu meinen beiden Veröffentlichungen stehen. Hiervon kann sich jeder an Hand der folgenden Zusammenstellungen selbst überzeugen. Ich bemerke dabei, daß es nicht etwa eine Publikation von „Wegener und Irmischer“ gibt, und ich auf Irmischers Arbeit überhaupt keinen Einfluß gehabt habe. Die Abkürzungen bedeuten: Z. f. G. = ***); G. B. z. G. = **); W. = Entst. d. Kont. u. Oz., 3. Aufl.; K.-W. = D. Klimate d. geolog. Vorzeit. Die Hervorhebungen durch Kursivdruck stammen von mir.

1. Die fossilen Buchenblätter von Punta Arenas.

v. Iherings Darstellung.

Z. f. G. 368: „... glauben diese Autoren [Wegener und Irmischer], die fossilen Buchenblätter von Punta Arenas in das Quartär, setzen‘ zu sollen.“ Ebenso G. B. z. G. 268.

Wegener.

K.-W. 108 bis 109: „Dusén setzt diese Flora [die Buchenblätter] ins *Oligozän*, die darüber liegende ... Araucarienstufe in das frühere Miozän, und hebt hervor, daß die beiden Floren eine Wärmezunahme in der Zwischenzeit bezeugen. Diese Wärmezunahme *paßt ausgezeichnet* zu unseren Annahmen, denn Punta Arenas lag nach unseren Karten im *Oligozän* auf etwa 59° im Miozän auf 55° Südbreite.“

2. Die fossile Flora der Seymour-Insel.

v. Iherings Darstellung.

G. B. z. G. 268: „Wegener und Irmischer haben die Meinung vertreten, daß die fossilen Baumblätter der zuletzt genannten Örtlichkeiten [darunter die Seymour-Insel] dem Quartär zuzurechnen seien.“

Wegener.

K.-W. 136: „Irmischer erklärt deshalb die Seymour-Flora für quartär; wir begnügen uns schon mit dem *Schluß des Tertiärs*, wo die Seymour-Insel ihre niedrigste Breite von etwa 45° erreichte.“

*) Jena (G. Fischer) 1927.

**) H. v. Ihering: Die Verschiebungstheorie der Kontinente und die Bildung des süd- und mittelatlantischen Beckens. Gerlands Beitr. z. Geophysik 18, 3, 266—280 (1927).

***) Derselbe: Das Klima der Tertiärzeit. Zeitschr. f. Geophys. 3, 7, 365—368 (1927).

3. Die „kretazeische Eiszeit“ Patagoniens.

v. Iherings Darstellung.

G. B. f. G. 268: „Nach Wegener und Irmscher gab es in Patagonien wegen der veränderten Lage des Südpols zur Zeit der oberen Kreide eine Eiszeit, welche durch eine schwere Eiskappe die ganze Vegetation vernichtete.“ Ähnlich auch S. 266.

Wegener.

K.-W. Im Abschnitt über die Kreidezeit wird unter „Eis“ Südamerika überhaupt nicht erwähnt, also auch keine Eiszeit angenommen, natürlich auch an keiner anderen Stelle des Buches. Unsere Klimakarte für die Kreidezeit (S. 79) zeigt im südlichsten Südamerika keine Signatur für Eis, wohl aber für Gips und Wüstensandstein.

4. Die „tertiäre Eiszeit“ Patagoniens.

v. Iherings Darstellung.

Z. f. G. 368: „Nach der von ihm [Wegener] und Irmscher gegebenen Darstellung hat Patagonien zu Beginn des Tertiärs eine schwere Eiszeit durchgemacht.“

Wegener.

K.-W. 95: „Über Vereisungen im Frühtertiär ist nichts Sicheres bekannt... A. Wegener hatte in früheren Veröffentlichungen, namentlich in der 2. Auflage seiner ‚Entstehung der Kontinente und Ozeane‘ die Vermutung ausgesprochen, daß Patagonien im Frühtertiär eine Eiszeit gehabt haben könnte. In der Tat erreicht die geographische Breite Patagoniens auch nach den Ergebnissen der vorliegenden Untersuchung im Frühtertiär ein Maximum von fast 70°, so daß wenigstens eine Gebirgsvergletscherung im südlichsten Teile Südamerikas sicherlich angenommen werden muß... Gegen eine weit ausgedehnte Überschwemmung Patagoniens mit Inlandeis überhaupt seit tertiären Zeiten sprechen gewichtige biologische Gründe...“

5. Die „quartäre Eiszeit“ Patagoniens.

v. Iherings Darstellung.

Z. f. G. 367 wird ausführlich belegt, daß Patagonien in der ersten Hälfte des Quartärs wärmer als heute war und erst in der zweiten Hälfte die Kälte kam, die die subtropischen Formen vernichtete und antarktische Formen brachte. Dann heißt es S. 368: „In der Zeit also, in welcher die Lehre von den Polwanderungen [das ist Wegener] für Patagonien die größte Wärme angibt, war in Wirklichkeit dort die antarktische Eiszeit.“ Der Leser kann offenbar nicht anders, als schließen, ich hätte für die zweite Hälfte des Quartärs für Patagonien die größte Wärme angenommen.

Wegener.

K.-W. 193: „Südamerika... mußte also ebenfalls warm im Frühquartär sein..., konnte dagegen im Spätquartär bei schon fast der heutigen Pollage zu den Eiszeiten kälter sein als heute. Die Beobachtungen bestätigen dies. Die Belege für größere Wärme zu Beginn des Quartärs sind bereits früher... genannt.“ Und S. 195: „Aber andererseits sind in Südamerika... auch deutliche Spuren einer beträchtlichen zeitweisen Senkung der Schneegrenze vorhanden. [Karte nach Nordenskjöld.] Die Vereisung führte nicht zu einem Inlandeise, sondern nur zur Ausbildung von allerdings großen Vorlandgletschern. Das Alter dieser Bildungen ist aber spätquartär, denn...“

6. Die Zeit des Abrisses Neufundlands von Irland.

v. Iherings Darstellung.

G. B. z. G. 276: „Daß die Idee Wegeners von einem *Zusammenhang* Nordeuropas mit Neufundland noch *zu Ende der Tertiärzeit* eine unzutreffende Hypothese ist.“

Wegener.

W. 79. Die Zählentabelle gibt den Abriß vor 2 bis 4 Millionen Jahren, und die Tabelle S. 78 zeigt, daß dies dem *Beginn des Pliozän* entspricht.

7. Zeit des Abrisses Südamerikas von Afrika.

v. Iherings Darstellung.

Z. f. G. 367 bis 368: „Die Anschauung von A. Wegener, derzufolge die Südspitzen von Amerika und Afrika *bis zum Schluß der Kreidezeit* aneinandergelegen hatten...“

G. B. z. G. 269 wird dem Leser sogar suggeriert, ich nähme einen Zusammenhang noch im älteren Tertiär an.

Wegener.

W. 51: „Die Verbindung zwischen Südamerika und Afrika erlosch in der *Unter- bis Mittelkreide*.“ Dazu die graphische Darstellung S. 53, Fig. 15, welche die Trennung* noch vor Mitte der Kreidezeit zeigt. Ebenso natürlich in K.-W.

Diese Beispiele werden genügen. Sie lassen wohl nur die eine Deutung zu, daß v. Ihering seine Kenntnis meiner Annahmen über Kontinentalverschiebungen und Polwanderungen aus der in einigen Nebenpunkten überholten zweiten Auflage der „Entstehung der Kontinente und Ozeane“ und aus Irmschers Abhandlung geschöpft hat, wobei er diesen Autor willkürlich mit mir identifiziert. Der Leser muß den Eindruck gewinnen, als stamme die in Frage kommende Veröffentlichung über die Klimate der geologischen Vorzeit nicht von Köppen und Wegener, sondern von Irmscher und Wegener! Sonderbar ist es auch, daß v. Ihering in seiner neuesten Veröffentlichung mit keinem Wort den inzwischen erschienenen Aufsatz von Köppen über das Klima Patagoniens im Tertiär und Quartär*) erwähnt, in welchem dieser ausführlich zeigt, daß die neuen, durch v. Ihering beigebrachten Beobachtungen aus Südamerika gerade eine ausgezeichnete Bestätigung unserer Darstellung in „Die Klimate der geologischen Vorzeit“ bringen, was übrigens der Leser auch bereits aus den oben angeführten Gegenüberstellungen (insbesondere Nr. 5) selbst entnehmen kann.

*) Gerlands, Beitr. z. Geophysik 17, 3, 391—394 (1927).

Berichtigung.

Die mittlere Formel auf S. 260 des 3. Bandes muß lauten:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^3} = 2\gamma\sigma \cdot K = 2\gamma\sigma \cdot \int_F \frac{(x-\xi)^2 - \zeta^2}{[(x-\xi)^2 + \zeta^2]^2} d\xi d\zeta.$$

K. Jung.

Seite 380, „Neue Anmeldungen“, Nr. 154 muß heißen:

Saarmunderstraße 17 statt Luckenwalderstraße 17.

Seite 383, Zeile 10 und 11 von oben muß es heißen:

g''_0 und $\Delta g''_0$ statt g'_{00} und $\Delta g'_{00}$.

Seite 384, Zeile 6 und 12 von unten muß es heißen:

$\Delta g''_{00}$ statt $\Delta g'_{00}$ und g'''_{00} statt g''_{00} .

Über die Polhöenschwankungen infolge der Lorentz-Kontraktion der Erde.

Von L. Courvoisier.

Auf Grund bestimmter Annahmen über die Lorentz-Kontraktion des Erdkörpers werden die durch die eintretenden Massenverlagerungen bedingten Polhöenschwankungen näherungsweise berechnet, und es zeigt sich, daß diese nach Sinn und Größenordnung sich zwanglos in die beobachteten Polbewegungen einfügen lassen.

Aus meinen Untersuchungen über die „absolute“ Bewegung der Erde, deren bisherige Ergebnisse in den „Astronomischen Nachrichten“ ¹⁾ veröffentlicht sind, geht hervor, daß die Erde an einer Translationsbewegung des ganzen Fixsternsystems teilnimmt, die in der ungefähren Richtung nach dem Stern Capella ($A = 5.5^b$, $D = +40^\circ$) hin mit einer Geschwindigkeit v von rund 600 km/sec erfolgt. Dabei wird der Erdkörper, entsprechend der ursprünglichen Hypothese von H. A. Lorentz von der reellen Kontraktion aller materiellen Körper bei der Bewegung durch den „ruhenden“ Lichtäther, in der Richtung der Translation durchweg ein wenig verkürzt, und zwar jede zur Translation parallele Strecke l um $\left(\frac{v}{c}\right)^2 \cdot \frac{l}{2}$, der Durchmesser $2R$ um den Betrag $\left(\frac{v}{c}\right)^2 \cdot R = 25.5 \text{ m}$.

Die in der Ruhe als kugelig vorausgesetzte Erde wird daher während der Bewegung durch die Lorentz-Kontraktion in die Form eines abgeplatteten Rotationsellipsoids verwandelt, dessen kleine Achse in der Bewegungsrichtung liegt. Man hat sich diesen Vorgang lediglich als die Wirkung innerer, molekularer Kräfte vorzustellen, so daß also mit den durch die Kontraktion bedingten Massenverlagerungen weder eine Formveränderung der Niveauflächen noch Reibungserscheinungen verbunden sind; es wird ferner in diesem Falle auch keine Schwankung der Rotationsachse der Erde im Raume zu erwarten sein.

Die beiden Verkürzungsschalen an den Polen der kleinen Achse bleiben, wie diese selbst, im Raume — abgesehen von Parallelverschiebungen — stationär, bewegen sich aber relativ zur Erdoberfläche in dem der Erdrotation entgegengesetzten Sinne mit der Periode eines Sterntages. Sie lassen sich als eine Art von Ebbeerscheinung auffassen, und es entsteht die Frage, welchen Einfluß die damit verbundenen Massentransporte auf die Lage des instantanen Rotationspoles der Erde gegenüber dem geometrischen Nordpol (Pol der Figurenachse) haben, bzw. welche Polhöenschwankungen daraus resultieren können.

Zu einer genäherten, aber praktisch hinreichenden Lösung des Problems wird man nach bekannten Vorbildern²⁾ am einfachsten in der Weise gelangen, daß man erst den Ausschlag des Trägheitspoles von seiner ungestörten Lage (geometrischer Pol) berechnet, der durch die eintretenden Massendefekte hervorgerufen wird; sodann die der Bewegung des Trägheitspoles entsprechende Bewegung des geometrischen Poles um den instantanen Rotationspol im Raume ableitet.

Die Stellen der Maxima der beiden gleichen Massendefekte bzw. die Pole der kleinen Ellipsoidachse liegen, entsprechend dem Werte von D , bei rund $\pm 40^\circ$ Breite einander gegenüber. In ihnen kann man sich die negativen Massen konzentriert denken, und da die Summe der Wirkungen der beiden Ebben auf die Lage der Hauptträgheitsachse das Doppelte der Einzelwirkung ausmacht, so genügt es auch, nur eine Stelle, aber behaftet mit der Summe der Massendefekte, zu betrachten. Bezeichnet M die Erdmasse, μ die gesamte verlagerte Masse, die gegenüber M sehr klein ist, r den Abstand ihres Schwerpunktes vom Erdschwerpunkt, R den mittleren Erdradius, so ist die durch die Kontraktion des Erdkörpers eintretende Verschiebung Θ des Trägheitspoles von seiner ungestörten Lage hinweg:

$$\Theta = 460 \frac{\mu}{M} \frac{r^2}{R^2} \sin 2\varphi.$$

Die Verschiebung erfolgt auf dem Längengrade des Massendefektes, in der Richtung nach diesem hin.

Die negative Masse μ , als der Masseninhalt der beiden von Kugel und Rotationsellipsoid begrenzten Verkürzungsschalen, ergibt sich zu: $\mu = \frac{4}{3}\pi R^2 h d$, wo h die Verkürzung des mittleren Erdradius und d die durchschnittliche Dichte der Erdoberfläche bedeutet. Da ferner: $M = \frac{4}{3}\pi R^3 D$ ist (D = mittlere Erddichte = 5.56), so folgt:

$$\Theta = 460 \frac{h}{R} \frac{d}{D} \frac{r^2}{R^2} \sin 2\varphi.$$

Nun hat man für $v = 600$ km/sec: $v/c = 2 \cdot 10^{-3}$, also: $h/R = \frac{1}{2}(v/c)^2 = 2 \cdot 10^{-6}$. Es besteht weiter die Oberfläche der Erde zu rund 73 Proz. aus Wasser, zu 27 Proz. aus Land mit der durchschnittlichen Dichte 2.75. Daher wird: $d = 1.472$ und $d/D = 0.265$. Endlich bestimmt sich r^2/R^2 aus einer Abschätzung zu ungefähr $17/18 = 0.945$. Somit resultiert angenähert:

$$\Theta'' = 230 \cdot 10^{-6} \frac{\sin 80^\circ}{\sin 1''} = 46.7'' \text{ s}).$$

Diese Zahl gibt also den mittleren Abstand des Trägheitspoles vom geometrischen Pol an. Während der Trägheitspol im Raume nahezu an Ort und Stelle verharret, läuft er relativ zur Erdoberfläche im Sinne des Uhrzeigers und im Abstand Θ mit der Periode eines Sterntages in „erzwungener“ Schwingung um den geometrischen Pol herum. Die Bahn wird wegen der im Verlaufe der Erdumdrehung etwas wechselnden Dichte d der Verkürzungsschalen nicht streng

ein Kreis sein, jedoch ist es für unsere Untersuchung erlaubt, sie als solchen zu betrachten.

Welche Wirkung hat nun diese Bewegung der Hauptträgheitsachse auf die relative Lage der Figurenachse (geometrischer Pol) zur Rotationsachse, die vor der Störung beide als zusammenfallend betrachtet werden können? Sind ξ' , η' , ζ' die Koordinaten des positiven Poles der Normale der unveränderlichen Ebene (bzw. der Rotationsachse, die mit dieser Normalen praktisch identifiziert werden darf) auf der Kugelfläche vom Radius 1 in bezug auf die drei Hauptträgheitsachsen A, B, C der Erde, so ist in unserem Falle $\xi' = 1$ anzunehmen, und es bestehen dann die Differentialgleichungen:

$$\frac{d\xi'}{dt} + (\lambda - \gamma) \eta' = 0; \quad \frac{d\eta'}{dt} - (\lambda - \gamma) \xi' + \Theta \gamma = 0.$$

Hierin können wir jetzt $\frac{d\xi'}{dt} = \frac{d\eta'}{dt} = 0$ setzen, so daß sich ergibt:

$$\xi' = \frac{\Theta \cdot \gamma}{\lambda - \gamma}; \quad \eta' = 0.$$

Nun bedeutet γ die Winkelgeschwindigkeit der Erdumdrehung, λ die Geschwindigkeit der „freien“ Schwingung der Erdachse, die sich in der Newcombschen Periode ⁴⁾ der Polhöhenschwankungen von rund 434 Sterntagen kundgibt. Es ist daher: $\lambda = \gamma/434$, und damit wird:

$$\xi' = -\Theta \left(1 + \frac{1}{434} \right).$$

Dieser Ausdruck besagt, daß, während der Trägheitspol vom geometrischen Pol um den merklichen Betrag Θ ausschlägt, der geometrische Pol seinerseits nur den geringen Abstand: $\frac{\Theta}{434} = 0.108''$ vom instantanen Rotationspol der Erde erreicht. Er umkreist den im Raume praktisch feststehenden Rotationspol in dem obigen Abstände, mit der Geschwindigkeit und im Sinne der Erdumdrehung. Dabei verhalten sich die Radien der beiden besprochenen Kreisbahnen von Trägheitspol und geometrischem Pol zueinander wie die Periode der freien Schwingung der Erdachse zur Periode der erzwungenen Schwingung (im vorliegenden Falle dem Sterntag).

Diese erzwungene tägliche Bewegung der Figurenachse, die übrigens in astronomischen Beobachtungen nicht zur Geltung kommen kann, hat nun zur Folge, daß die Figurenachse auch in freier Schwingung, mit der Periode von etwa 434 Sterntagen (14 Monaten), die Rotationsachse im Raume umläuft. Der Rotationspol beschreibt dabei auf der Erdoberfläche im Sinne der Erdumdrehung einen kleinen Kreis vom Radius $0.108''$ um den geometrischen Pol.

Es müssen also regelmäßige Polhöhenschwankungen von dieser Amplitude und mit der Newcombschen Periode, verursacht durch die beschriebene Lorentz-Kontraktion des Erdkörpers, bestehen. Derartige Schwan-

kungen sind nicht nur der Größenordnung und dem Sinne nach durchaus vereinbar mit einem Teil der wirklich beobachteten Polvariationen, sie bilden auch die natürliche Ergänzung zu den infolge meteorologischer Vorgänge eintretenden Schwankungen, die zwar hinsichtlich der Amplitude der beobachteten erzwungenen Jahresschwingung genügen, nicht aber die durchschnittlich beobachtete Amplitude der freien 14monatigen Schwingung restlos zu erklären imstande sind.

Einige Zahlenangaben mögen das Gesagte noch näher erläutern. Nach Wanach⁵⁾ beträgt der mittlere Halbmesser der nach Amplitude und Phase merklich veränderlichen 14monatigen Polbahn, aus dem Polhöhenmaterial von 1890 bis 1915 berechnet, 0.167". Dagegen ergibt sich der mittlere Halbmesser der ebenfalls erheblich ungleichmäßigen jährlichen erzwungenen Polbahn, wenn man dieselbe genähert gleichfalls als Kreis auffaßt, nach Bakhuyzen, Sommerfeld²⁾ und Wanach⁵⁾ im Mittel zu nur etwa 0.07". Der Anteil der meteorologischen Schwankungen an der Amplitude der freien Schwingung dürfte also im Durchschnitt 0.07" nicht übersteigen, d. h. es bleibt ein Rest von rund 0.10" übrig, der, wie man sieht, befriedigend durch die von der Lorentz-Kontraktion der Erde erzeugte freie Schwingung dargestellt wird, und zwar um so genauer, als der obige Wert für v vielleicht etwas zu groß angesetzt ist. (Für den noch sehr plausiblen Wert $v = 500$ km/sec hätte man z. B. die Amplitude bereits auf 0.075" zu verkleinern.)

Durch die Superposition der jährlichen und der 14monatigen Schwingung können nun im Durchschnitt Gesamtamplituden von etwa 0.24", im Höchsthalle von schätzungsweise 0.30" auftreten, wie sie tatsächlich beobachtet werden. Es stellt also die von der Lorentz-Kontraktion herrührende freie Schwingung gewissermaßen den gleichmäßigen Grundstock dar, auf dem sich die naturgemäß sehr veränderlichen meteorologischen Schwankungen aufbauen, die dann dem Bilde der resultierenden Polbahn den komplizierten Charakter verleihen.

Schließlich möchte ich in diesem Zusammenhang auch noch kurz auf die frühere Ehlertsche Hypothese der allgemeinen elastischen Aufwölbung des Erdbodens durch die Sonnenstrahlung, die ich seinerzeit in meiner Dissertation⁶⁾ in Hinsicht auf die Polhöhenschwankungen eingehend behandelt habe, als eine ebenfalls meteorologische Funktion aufmerksam machen. Es ist nicht unwahrscheinlich, daß sie neben anderen meteorologischen Vorgängen einiges zu der erzwungenen jährlichen Schwingung der Erdachse beiträgt, jedoch kommt ihr nach dem jetzigen Stande der Kenntnis der Polbewegungen eine führende Rolle dabei keineswegs zu.

Anmerkungen.

1) Astron. Nachr. **226**, Nr. 5416 (1926) und **230**, Nr. 5519 (1927).

2) Helmert: Höhere Geodäsie; Klein-Sommerfeld: Theorie des Kreisels.

3) Wie mir Prof. Wanach mitteilt, erhält man für Θ'' den etwas größeren Wert 60.3", wenn man die Verschiebung des Trägheitspoles rein geometrisch aus der durch die Lorentz-Kontraktion bewirkten Verdrehung der Meridianellipse der Erde berechnet. Es wird dabei allerdings vorausgesetzt, daß die Erde sich unter dem Einfluß der Lorentz-

Kontraktion ebenso verhält wie ein homogenes Rotationsellipsoid von der Abplattung $\varepsilon = 1/297$, dessen Trägheitsellipsoid mit dem der Erde identisch ist. Wegen der tatsächlichen Inhomogenität der Erde dürfte das Resultat noch ein wenig modifiziert werden; immerhin spricht es dafür, daß die von mir benutzte durchschnittliche Dichte d der Erdoberfläche etwas zu klein angesetzt ist (vielleicht, weil gemäß der Wiechertschen Hypothese an der Grenze von Erdkern und Schale noch eine zweite „Ebbe“ zur ersten hinzutritt?). Bei Annahme des Wanachschen Wertes von θ'' müßten alle hier aus θ gefolgerten Zahlenangaben um ungefähr den vierten Teil vergrößert werden.

⁴⁾ Nach dem Vorschlage von Wanach in: „Die Chandlersche und die Newcombsche Periode der Polbewegung“ (Zentralbüro der Intern. Erdm., N. F. Nr. 34).

⁵⁾ Resultate des Intern. Breitendienstes, Bd. V.

⁶⁾ Untersuchungen über die absolute Polhöhe von Straßburg i. E., Teil IV.

Sternwarte Berlin-Babelsberg, Januar 1928.

Zum Uhrvergleich auf drahtlosem Wege nach der Koinzidenzhörmethode.

Von H. Martin. — [Mit fünf Abbildungen*].

Es wird eine neue Koinzidenzhörmethode entwickelt, die auf drahtlosem Wege eine sehr genaue Uhrvergleichung ermöglicht.

Für manche geophysikalische Arbeiten, wie z. B. Schwerkräftsmessungen durch Pendelbeobachtungen, ist eine möglichst genaue Bestimmung der Korrektur der Beobachtungsuhr Bedingung. Bei Arbeiten im Gelände ist dabei Einfachheit der Apparatur wesentlich. Diesen beiden Anforderungen entspricht die nachfolgend beschriebene Methode der Uhrvergleichung mittels Telephon. Nach dem Hännischen Beobachtungsverfahren**) wird in den Stromkreis des Telephons

der drahtlosen Empfangsstation ein Kurzschluß zum Telephon eingelegt und in diesem Kurzschluß der Pendelkontakt der Beobachtungsuhr, sei es

direkt oder durch Vermittlung eines Relais eingeschaltet. Solange der Uhrkontakt geöffnet ist, hört man im Telephon die drahtlosen Signale. Ist der Kontakt geschlossen, so verschwinden sie, weil das Telephon kurz geschlossen ist. Fig. 1 zeigt schematisch die Verhältnisse. Daraus geht hervor, daß die drahtlosen Signale nach der 1. und 3. und vor der 12. Sekunde in ihrer ganzen Länge, die bei der 5., 8. und 10. Sekunde teilweise hörbar sind.



Fig. 1.

*) Gehört zu den von der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft unterstützten, unter Leitung von O. Hecker ausgeführten geophysikalischen Forschungsarbeiten.

**) Astron. Nachr. 219, 269 (1923).

Als Koinzidenzmoment definieren wir den Augenblick, in dem die Schließung des Pendelkontakts mit dem Anfang eines Signals zusammenfällt. In Fig. 1 ist bei der 8. Sekunde*) der Koinzidenzmoment schon etwas überschritten. Könnte man die Länge eines solchen eben wieder hörbaren Signals genau schätzen, so wäre damit die Möglichkeit gegeben, den Zeitpunkt des Koinzidenzmoments genau zu ermitteln. Diese Methode benutzen Bäschlin**) und Rune***). Bäschlin ermittelt dann aus den geschätzten Längen mit Hilfe einer Fehlerrechnung den wahrscheinlichsten Wert.

Bezeichnen wir mit n_0 die Sekunde vor dem ersten auftretenden drahtlosen Signal, mit n_m die Sekunde nach dem m -ten Koinzidenzmoment, mit d das Intervall zwischen zwei Koinzidenzsignalen, dann ist die Korrektur q der Beobachtungsuhr gegeben durch

$$n_m - n_0 = q + (m + n_m - n_0) \cdot d$$

oder $n_m - n_0 = n$ gesetzt

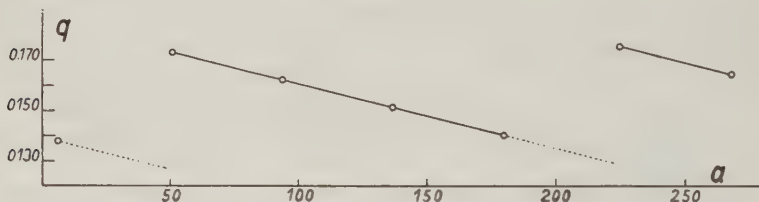
$$n = q + (m + n) \cdot d = q + (m + n) \cdot (1 - \varepsilon).$$

Daraus ergibt sich q zu

$$q = \varepsilon \cdot (n + m) - m \dots \dots \dots (1)$$

Der kleinste so gefundene Wert von q liegt der wahren Uhrkorrektur q' am nächsten. Nehmen wir z. B. eine Uhrkorrektur q' von 0.130 sec, beobachten wir mit den Koinzidenzsignalen von Nauen, die in einem Abstand von $d = 0.977$ sec

Fig. 2.



gegeben werden, so erhalten wir Fig. 2. Als Ordinate sind die Werte von q nach Formel (1) und als Abszisse die Zahl der Signalintervalle $a = n + m$ aufgetragen. Da $\varepsilon = 1 - d$, also gleich 0.023 sec ist, legen wir uns vor der Konstruktion zweckmäßig eine Tafel der Werte $a \cdot \varepsilon$ für a von 1 bis 300 an.

Wie schon erwähnt, hat das nach einer Löschung wieder hörbare Signal nie seine volle Länge. Das Signal von Nauen hat bei einer Länge von 0.09 sec nach einem Koinzidenzmoment im günstigsten Falle eine solche von 0.046 sec. Die Länge dieser Signale nach dem Koinzidenzmoment nimmt bei jedem

*) In Fig. 1 ist die Öffnungszeit kürzer angenommen als die Zeit, die der Kontakt geschlossen ist, und die Phasenverschiebung gegen die vollen Sekunden ist nicht berücksichtigt.

) Astron. Nachr. **219, 269 (1923).

***) Ebenda **227**, 29 (1926).

Koinzidenzmoment ab, und zwar um 0.011 sec, da um diesen Betrag 43 Signalintervalle länger sind als 42 sec. Dies geht so lange, bis man an den wirklichen Koinzidenzmoment bis auf den Betrag der Hörschwelle herangekommen ist. Ist dieser unterschritten, so äußert sich das darin, daß das Signal 2 sec später auftritt und die Signallänge wieder größer geworden ist. Die Verlängerung beträgt gegenüber dem beim letzten Koinzidenzmoment gehörten Signal 0.035 sec.

Der Betrag der Hörbarkeitsschwelle ist nun sicher kleiner als 0.025 sec, wie ihn Rune annimmt. Hat doch Lübecke*) gezeigt, daß ein Ton von 1000 Schw./sec als solcher im Telephon noch gut erkennbar ist, wenn er eine Länge von $9 \cdot 10^{-3}$ sec hat. Und zu einer als Geräusch wahrnehmbaren Schallempfindung bedarf es einer Schallerregung von noch kürzerer Zeit. Das geht aus folgendem Versuch hervor. Ein Ton von 1000 Schw./sec wurde mit Hilfe eines Saitenunterbrechers erzeugt. Lose mit dem Kreis des Saitenunterbrechers war der Telephonkreis gekoppelt, welcher durch einen Kontakt für ganz kurze Zeit geschlossen werden konnte. Der Kontakt selbst bestand aus einem Kupferbügel von 0.5 cm Breite, welcher in einer Hartgummischeibe von 15.6 cm Durchmesser eingelassen war. Ging dieser Kupferbügel an zwei kleinen Schleifbürstchen aus Kupferdraht vorüber und sorgte man für die Kompensation etwaiger Thermoströme, so war nur während des Vorüberganges der Ton im Telephon hörbar. Die Hartgummischeibe war auf der Achse eines Motors befestigt, dessen Umdrehungszahl durch ein Vorgelege aus der Geschwindigkeit einer zweiten Scheibe bestimmt werden konnte. Infolge der großen Empfindlichkeit und der geringen Dämpfung des Telephons war selbst bei einer Kontaktzeit von 0.0005 sec ein deutliches Knacken im Telephon hörbar, welches bei ganz loser Kopplung verschwand. Als Hörbarkeitsschwelle legen wir danach einen genügend lauten Ton von 0.001 sec Dauer zugrunde, der einwandfrei als Knacken zu hören ist.

Die Zahlenwerte für Fig. 2 sind die folgenden:

n	m	a	q	n	m	a	q
6	0	6	0.138	176	4	180	0.140
50	1	51	0.173	220	5	225	0.175
92	2	94	0.162	262	6	268	0.164
134	3	137	0.151				

Dabei ist eine Uhrkorrektur von $q' = 0.130$ sec angenommen. Dieselbe Kurve gilt für eine Uhrkorrektur q' von 0.129 bis 0.137 sec unter Annahme einer Hörbarkeitsschwelle von 0.001 sec. Bei einem Werte von $q' = 0.142$ sec würde die Tabelle übergehen in

n	a	q	n	a	q
8	8	0.184	178	182	0.186
50	51	0.173	220	225	0.175
92	94	0.162	262	268	0.164
134	137	0.151			

und für eine Uhrkorrektur q' von 0.140 bis 0.150 sec gelten.

*) Zeitschr. f. techn. Physik 2, 52 (1921).

Man kann die Gebiete q' , die die gleichen Kurven haben, berechnen und erhält dann eine periodische Wiederkehr der folgenden Art:

0.01 sec	0.01 sec
0.01 "	0.01 "
0.002 "	usw.
0.008 "	
0.002 "	
0.008 "	
0.002 "	

Die folgende Tabelle gibt die Beobachtung vom 7. September zur Bestimmung der Uhrkorrektur nach der beschriebenen Methode. Das Signal wurde hörbar 13 Uhr:

	n	m	a	q
2 Min. 32 sec	32	0	32	0.736
3 " 14 "	74	1	75	0.725
56 "	116	2	118	0.714
4 " 40 "	160	3	163	0.749
5 " 22 "	202	4	206	0.738
6 " 4 "	244	5	249	0.727
46 "	286	6	292	0.716

Daraus ergibt sich q' zu 0.703 bis 0.713 oder eine Uhrkorrektur von 0.708 ± 0.005 sec.

Somit ist man in der Lage, den möglichen Uhrgang mit einem Fehler von höchstens ± 0.005 sec anzugeben. Dabei ist vorausgesetzt, daß die Koinzidenz-

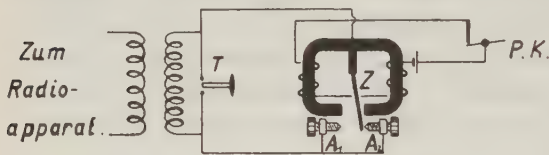


Fig. 3.
P.K. Pendelkontakt.

signale mit solcher Genauigkeit gegeben werden, wie es die Beobachtungsmethode verlangt, worauf wir noch kurz eingehen werden.

Das eben beschriebene Verfahren läßt sich hinsichtlich seiner Genauigkeit noch etwas verbessern. Man stellt zu diesem Zwecke den Pendelkontakt der Beobachtungsur symmetrisch ein, wobei unter symmetrischer Ein-



Fig. 4.

stellung Gleichheit von Öffnungs- und Schließungszeit zu verstehen ist. Diese Einstellung kann man z. B. mit Hilfe eines Relais und eines Chronographen vornehmen. Dann verbindet man die beiden Anschlagstifte A_1 und A_2 der Relaiszunge mit der einen und die Relaiszunge Z mit der anderen Zuleitung zum Telephon T (s. Fig. 3).

Das Relais öffnet dann jede Sekunde für einen kurzen Moment während des Springens der Zunge den Kurzschluß zum Telephon, und ein etwa vorhandenes Signal ist während dieser Zeit im Telephon hörbar (s. Fig. 4).

Tritt bei n_1 sec das Signal zum ersten Male auf und ist es bei n_2 sec das letzte Mal hörbar, dann beträgt die Hörbarkeitsdauer $n_2 - n_1$ sec. Diese ist

gegeben durch $\frac{\varphi + \chi}{\varepsilon}$, wo φ die Dauer der Öffnungszeit durch die Relaiszunge und χ die Länge des drahtlosen Signals bedeuten.

Die Öffnungszeit des Relais, welche 0.005 sec betrug, wurde mit der in dieser Zeitschrift 2, 269 beschriebenen Apparatur bestimmt. Das Relais lag parallel zu einem Saitengalvanometer, dessen Schwingungen photographisch registriert wurden. Sprang die Zunge, so wurde solange der Kurzschluß gelöst, die Saite von einem Strome durchflossen und abgelenkt. Aus der photographischen Registrierung war dann die Öffnungszeit leicht zu ermitteln.

Beobachtet man nach der eben beschriebenen Methode die Nauener Koinzidenzsignale, so hört man in Abständen von 42 bis 43 sec je 4- bis 5 mal das Signal, dessen Länge 0.09 sec beträgt.

Die folgende Tabelle gibt die Beobachtung vom 10. Januar 1928 wieder.

	n_1	n_2	m	$\frac{n_2 - n_1}{2} + m$	$\varepsilon \cdot \left(\frac{n_2 - n_1}{2} + m \right) - m$
1. Minute	24	27	0	25.5	0.587
2. "	6	9	1	68.5	0.576
	49	52	2	112.5	0.588
3. "	31	35	3	156.0	0.588
4. "	14	17	4	199.5	0.589
	57	60	5	243.5	0.601
5. "	39	42	6	286.5	0.590

Daraus ergibt sich die Uhrkorrektur zu 0.588 ± 0.003 sec.

Die so ermittelte Uhrkorrektur stellt den Koinzidenzmoment zwischen der Mitte des drahtlosen Signals und der Mitte des Zungensprunges dar. Wenn wir den früher definierten Koinzidenzmoment haben wollen, müssen wir als festen Korrektionswert $\frac{\chi - \varphi}{2}$ abziehen.

Bei der Beobachtung vom 10. Januar fällt der vorletzte Wert aus der Beobachtungsreihe heraus. Daß dieser Wert trotzdem reell ist, erkennen wir, wenn wir die erste Auswertungsmethode benutzen. Wir erhalten, da wir infolge des symmetrischen Kontaktes und des Relais eine Sekundenkontaktuhr bekommen:

n	m	a	q	n	m	a	q
24	0	24	0.552	194	4	198	0.554
66	1	67	0.541	237	5	242	0.566
109	2	111	0.553	279	6	285	0.555
151	3	154	0.542				

Der kleinste Wert ist 0.541 sec. Der vorletzte Wert müßte 0.543 sec betragen. Es hätte also das Signal schon bei der 236. sec gehört werden müssen, wenn es richtig gegeben worden wäre. Kleine Fehler kommen nun tatsächlich in der Signalgebung vor, wie aus Fig. 5 hervorgeht. Sie zeigt die Auswertung eines Films, auf dem 59 Koinzidenzsignale mit der auf S. 56 beschriebenen Apparatur aufgenommen worden waren. Es sind die Nauener Koinzidenzsignale der 3. Minute vom 28. August 1926. Die Schwankungen sind reell, da die Ausmeßgenauigkeit des Films größer ist. Auch nach den monatlichen Berichten des Geodätischen Instituts

in Potsdam schwankt die Länge des gesamten Koinzidenzsignals um ± 0.01 sec. Außerdem kann die Abweichung des mittleren (150.) Signals gegen das Mittel aus dem ersten (0.) und letzten (300.) einen Betrag bis zu 0.01 sec erreichen.

Bei der Auswertung nach der ersten Methode haben wir noch zu beachten, daß die Signale bei Beginn jeder Sekunde 0.005 sec lang, also um 0.005 sec zu früh zu hören sind. Nach der früher gegebenen Definition des Koinzidenz-moments haben wir demnach noch eine Korrektur von 0.005 sec anzubringen. Dann gibt die Beobachtung vom 10. Januar nach der ersten Methode den Wert 0.540 ± 0.005 und nach der zweiten 0.545 ± 0.003 sec, da $\chi = 0.09$ und $\varphi = 0.005$, also $\frac{\chi - \varphi}{2} = 0.043$ sec zu setzen ist.

Die Hörmethode ist infolge ihrer Einfachheit insofern der gewöhnlichen, nicht photographischen Registriermethode vorzuziehen, als sie ohne Ausmessung und Rechnung aus wenigen Beobachtungen eine Zeitbestimmung mit einer Genauigkeit auszuführen gestattet, wie sie bei der Registriermethode erst durch Auswertung einer sehr großen Anzahl von Werten erhalten werden kann; denn

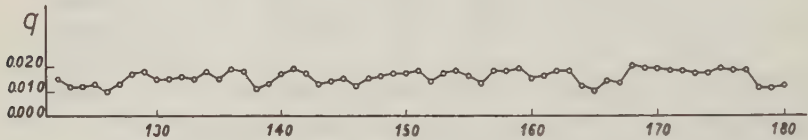


Fig. 5.

selbst bei der Chronographenregistrierung unter Benutzung eines Glimmlicht-relais*) ergeben sich noch recht beträchtliche Schwankungen, die bis über 0.05 sec bei zwei aufeinanderfolgenden Werten betragen können.

Da die Auswertung des Chronographenstreifens im allgemeinen nur mit einer Genauigkeit von höchstens ± 0.01 sec möglich ist, liegt selbst der Koinzidenz-moment im günstigsten Falle nur auf 1 sec fest. Um noch Bruchteile zu erhalten, ist eine größere Anzahl von Werten erforderlich.

Zum Schluß sei noch darauf hingewiesen, daß umgekehrt die Möglichkeit besteht, mit Hilfe von Koinzidenzsignalen unter Verwendung der zweiten Methode das Hinken bzw. die Unsymmetrie des Pendelkontakts zu prüfen und gegebenenfalls zu beseitigen.

Es ist somit möglich, nur mit dem Gehör unter Benutzung eines Relais den Uhrgang mit einer Genauigkeit von einigen tausendstel Sekunden zu bestimmen. Diese Methode wird besonders da mit Vorteil zu benutzen sein, wo es sich darum handelt, mit einfachen Mitteln unter Benutzung von Koinzidenzen den Gang von Uhren mit großer Genauigkeit festzustellen oder die Registrierung der Signale infolge zu geringer Empfangsenergie nicht möglich ist.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Februar 1928.

*) Astron. Nachr. 230, 272 (1927).

Physikalische Grundlagen einer neuen geoelektrischen Aufschlußmethode.

Von J. N. Hummel. — (Mit acht Abbildungen.)

Für einen einfachen Fall werden die Vorgänge, die mit einer von K. Sundberg ausgearbeiteten Methode verbunden sind, in elementarer Weise mathematisch erfaßt. Die errechneten Meßwerte werden experimentell gefundenen gegenüber gestellt. Auf Komplikationen, zu denen die wirklichen Verhältnisse in der Natur in der Regel führen werden, wird hingewiesen.

Eine elektrische Methode der Bodenerforschung besteht im wesentlichen darin, daß durch ein geradliniges, isoliert auf dem Erdboden ausgebreitetes Kabel Wechselstrom gesandt und das mit diesem verbundene magnetische Wechselfeld an der Erdoberfläche vermessen wird. Da die Beschaffenheit des Feldes durch den Untergrund beeinflußt wird, gestatten die Meßgrößen Rückschlüsse auf die Tektonik der obersten Erdschichten. Anwendung findet dieses von K. Sundberg ausgearbeitete Verfahren hauptsächlich bei der Aufsuchung von unterirdischen Salzwasserhorizonten, wie sie in ölhöffigen Gebieten häufig anzutreffen sind¹⁾. Mit ihrer Auffindung vermag die Methode unter günstigen Bedingungen zugleich die Tiefe und Neigung sowie sogar die Leitfähigkeit der Salzwasser führenden Schicht zu bestimmen²⁾. Immer aber wird sie, auch in weniger einfachen Fällen, zur Klärung der Tektonik beitragen können.

Es fragt sich, in welcher Weise der Untergrund das magnetische Wechselfeld beeinflußt, und welche Rückschlüsse sich aus dessen Vermessung ziehen lassen. Es sei ein einfacher Fall behandelt. Wir nehmen an, daß in der Tiefe unter verhältnismäßig schlecht leitenden Schichten eine erheblich besser leitende ausgedehnte ebene Schicht lagert. Unter dieser Voraussetzung lassen sich die Verhältnisse zur theoretischen Ermittlung des elektromagnetischen Feldes mit genügender Annäherung an die Wirklichkeit in folgender Weise idealisieren.

Im Untergrunde befinde sich parallel zur Oberfläche eine nach allen Seiten unbegrenzte planparallele ebene Schicht, deren spezifische Leitfähigkeit σ multipliziert mit ihrer Mächtigkeit d einen gewissen Wert nicht unterschreiten soll, wohingegen die darüber befindlichen Schichten als vollkommene Isolatoren betrachtet werden. Die Mächtigkeit der leitenden Schicht sei klein gegen ihre Tiefe h , also $d \ll h$. Dann kann man sie sich durch eine Platte ersetzt denken, deren Dicke $d' = 1$ cm und deren spezifische Leitfähigkeit $\sigma' = \sigma \cdot d$ beträgt. Über der Schicht befinde sich an der Oberfläche ein langer geradliniger, von Wechselstrom gespeister Stromleiter. Er induziert in der Schicht bzw. Platte Sekundärströme, die für die Beschaffenheit des Magnetfeldes mitbestimmend sind. Man kann sich hierbei die Entstehung des tatsächlich vorhandenen Feldes bekanntlich so vorstellen, daß sich ein von diesen Sekundärströmen stammendes

Sekundärfeld einem von dem Primärstrom herrührenden Primärfeld überlagert, wobei die Bildung dieser beiden fiktiven Felder relativ einfachen Gesetzen gehorcht. Durch diese Vorstellung gewinnen die Sekundärströme, die durch ihre Stärke und Phase charakterisiert sind, für die theoretische Ermittlung des Gesamtfeldes erhebliche Bedeutung. Ihre Verteilung ist für das vorliegende Problem, auch mit Berücksichtigung der Verschiebungsströme, von T. Levi-Civita streng berechnet worden³⁾. Ähnliche Probleme hat Abraham behandelt⁴⁾. Eine experimentelle Untersuchung der Verteilung solcher Ströme, die in einer leitenden Platte induziert sind, hat für einen ähnlichen Fall Karl Bauer vorgenommen⁵⁾. Die praktisch bedeutsamen Meßgrößen lassen sich indessen aus den von Levi-Civita abgeleiteten Beziehungen nur auf mühsamem Wege entnehmen. Zudem hat man es in der Natur mit weniger einfachen Verhältnissen als den hier vorerst vorausgesetzten zu tun, weshalb man nicht so sehr eine völlig exakte Lösung eines speziellen, stark idealisierten Problems benötigt, als vielmehr eine möglichst einfache Rechnung, die bequem modifiziert und ähnlichen Problemen angepaßt werden kann. Es soll daher versucht werden, auf elementare Weise durchsichtige Ausdrücke für die Stromverteilung und die Feldgrößen zu gewinnen, wobei wir uns auch mit ungefähren Annäherungen begnügen wollen.

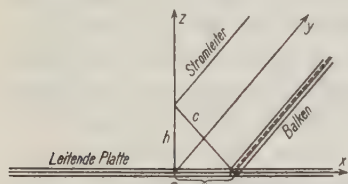


Fig. 1.

Die xy -Ebene eines Koordinatensystems liege in der Mitte der leitenden Platte, parallel zu ihren Begrenzungsflächen (Fig. 1). Die yz -Ebene möge den Primärleiter aufnehmen. Unter der Voraussetzung, daß das Kabel genügend lang ist, fließt in der Platte in Richtung der x -Achse, wie aus Symmetriegründen folgt, kein Strom. Man kann sich somit die Platte in eine große Anzahl zur y -Achse paralleler gleichartiger Balken zerlegt denken, von denen jeder eine Stromröhre darstellt. Fließt in dem Primärleiter einphasiger sinusförmiger Wechselstrom, so erhält man für den in irgend einem Balken n fließenden Strom i_n bei Vernachlässigung der geringen Verschiebungsströme die Gleichung

$$0 = i_n(r + j\omega L) + j\omega L_{on} \cdot i_o + j\omega \sum_m L_{nm} \cdot i_m,$$

in der ω die Kreisfrequenz des Primärstromes, r den Ohmschen Widerstand des Balkens und L Induktionskoeffizienten bedeuten. Der Index m bezieht sich hierbei auf irgend einen anderen Balken und der Index o auf den Primärleiter. r sei ebenso wie der Selbstinduktionskoeffizient L in sämtlichen Balken gleich groß. Die Gleichung enthält außer i_n noch die Unbekannten i_m , die ihrerseits Funktionen von i_n sind. Für alle Balken erhält man ein System solcher Gleichungen, aus denen sich die Unbekannten errechnen lassen. Die Auflösung eines solchen Gleichungssystems hat für einen ähnlichen Fall M. Wien vorgenommen⁶⁾.

Um einen ersten Überblick zu gewinnen, sei der für einen Balken gültigen Gleichung noch eine etwas andere Form gegeben. Setzt man für $i_{m1} = \alpha_1 \cdot i_n$, für $i_{m2} = \alpha_2 \cdot i_n$ und so fort und löst nach i_n auf, so läßt sie sich schreiben

$$i_n = \frac{-j \omega L_{on} \cdot i_o}{r + j \omega (L + \sum_m \alpha_m \cdot L_{nm})}$$

oder, nach Einführung des bekannten Ausdruckes $2l \left(\ln \frac{2l}{\sqrt{h^2 + x_n^2}} - 1 \right)$ für L_{on} , in dem h den Abstand des Kabels von der Schicht und l die Länge des Kabels bedeuten,

$$i_n = \frac{-j \omega \cdot l \cdot i_o}{r + j \omega (L + \sum_m \alpha_m \cdot L_{nm})} [2 (\ln 2l - 1) - \ln (h^2 + x_n^2)].$$

Bei Einführung dieser Beziehung beschränkt sich die Gültigkeit der Gleichung auf Abstände x_n , die klein gegen die Länge l des Kabels sind. Bei Änderung von x_n ändert sich auch das Summenglied im Nenner der Gleichung. Unter der Annahme, daß es sich bei diesen Änderungen nur um Korrektionsglieder handelt, kann man dieses Glied als konstant betrachten, wodurch man für den Effektivwert des Stromes eine Gleichung vom Typus

$$J_n = A - B \cdot \ln (h^2 + x_n^2)$$

erhält, in der A und B Konstanten sind. Sie läßt erkennen, daß die Stromstärke in der leitenden Platte unmittelbar unter dem Kabel am stärksten ist, mit der Entfernung von der y -Achse zunächst nur wenig, dann schneller abnimmt, um schließlich mit weiter wachsendem x_n in logarithmischer Progression allmählich abzunehmen. In der Fig. 2 ist eine solche Kurve eingezeichnet, wie man sie auf Grund dieser Gleichung erhält. Die vorgenommene Vernachlässigung ist statthaft, wenn der Ohmsche Widerstand groß und die Frequenz klein ist. In diesem Falle geben die errechneten Kurven eine gute Annäherung an die wirklichen Verhältnisse.

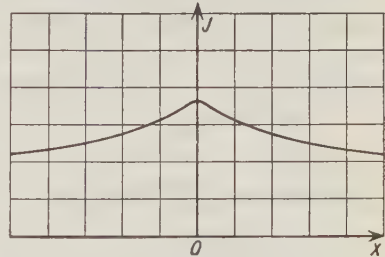


Fig. 2.

Für geophysikalische Untersuchungen hat die Verteilung der Sekundärströme nur mittelbares Interesse, da man es hierbei mit dem von ihnen herührenden Sekundärfelde zu tun hat. Die Beschaffenheit dieses Feldes läßt sich aber aus der Stromverteilung, auch wenn sie in der obigen verhältnismäßig einfachen Form dargestellt wird, nur schwer ermitteln. Es sei daher dieser Weg nicht weiter verfolgt, vielmehr versucht, auf andere Weise ein Bild von dem Charakter des Sekundärfeldes zu erlangen.

Dies ist möglich, wenn die Platte sehr gut leitend ist. Ist ihre Leitfähigkeit unendlich groß, so muß die xy -Ebene eine Äquipotentialfläche des

elektrischen Gesamtfeldes sein. Man kann ein so beschaffenes Feld erhalten, wenn man sich die induzierten Sekundärströme in ihrer Wirkung auf den über der Platte befindlichen Raum durch einen einzigen Sekundärstrom ersetzt denkt, der das Spiegelbild des Primärstromes ist. Spiegelebene ist die leitende Platte. Der fiktive Sekundärstrom ist um 180° in der Phase gegen den Primärstrom verschoben. In diesem Grenzfalle kann das sekundäre Magnetfeld leicht errechnet werden. Es ist ebenfalls das Spiegelbild des primären Feldes, und seine Kraftlinien sind konzentrische Kreise um den Sekundärstrom. Sein magnetischer Vektor beträgt in einem beliebigen Punkt mit dem Abstand a vom Sekundärstrom

$$H = \frac{2J}{a}.$$

Das Gesamtfeld, das aus der Überlagerung des primären und des sekundären Feldes entsteht, kann jetzt dargestellt werden. Der Verlauf seiner magnetischen Kraftlinien — nicht ihre Dichte — ist in Fig. 3 aufgezeichnet.

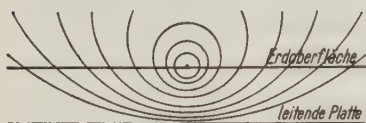


Fig. 3.



Fig. 4.

Der magnetische Vektor des Sekundärfeldes allein beträgt in einem Punkt an der Erdoberfläche, für den $a = \sqrt{4h^2 + x^2}$ ist,

$$H = \frac{2J}{\sqrt{4h^2 + x^2}}$$

Seine Horizontalkomponente ist hier

$$H_x = \frac{4J \cdot h}{4h^2 + x^2}$$

oder genauer, unter Berücksichtigung der endlichen Länge des Sekundärleiters,

$$H_x = \frac{2J \cdot h}{4h^2 + x^2} (\sin \varphi + \sin \psi),$$

wobei die Bedeutung der Winkel φ und ψ aus der beistehenden Fig. 4 hervorgeht. Zeichnet man die aus dieser Beziehung für H_x errechneten Werte in ein Diagramm ein, indem man den Abstand des Meßpunktes vom Kabel auf der Abszisse und die zugehörige Horizontalkomponente auf der Ordinate abträgt,

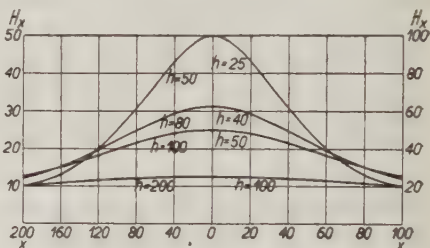


Fig. 5.

so erhält man für verschiedene Werte von h Kurven nach Art der in Fig. 5 wiedergegebenen.

Besitzt die Leitfähigkeit einen endlichen Wert, so ist diese Betrachtung in Strenge nicht mehr zulässig. Die Wirkung, die eine Änderung der Leitfähigkeit auf das Sekundärfeld ausübt, läßt sich ohne eingehende Berechnung auch nicht untersuchen. Man erhält aber eine ungefähre Annäherung an die wirklichen Verhältnisse, wenn man die Abnahme der Leitfähigkeit als ein Schwächerwerden des fiktiven Sekundärstromes in Rechnung setzt. Die Kurven für die Horizontalintensität, die man auf Grund dieser Vorstellung für verschiedene Leitfähigkeiten erhält, sind in der Fig. 6 wiedergegeben. Wenn es sich hierbei auch nur um eine grobe Annäherung handelt, so erhält doch, daß eine Änderung der Leitfähigkeit sich im Charakter der Kurven ganz anders ausprägen muß als eine Änderung mit der Tiefe der leitenden Schicht.

Besitzt die Schicht bzw. die Platte eine Neigung gegen die Erdoberfläche, läuft aber dem Primärkabel noch parallel, so ist aus einer geometrischen Betrachtung ohne weiteres ersichtlich, daß sich die Gestalt der Kurven nicht ändert (Fig. 7). Wohl aber ändert sich ihre Lage derart, daß ihre Symmetrielinie parallel mit sich selbst in Richtung der x -Achse verschoben ist.

In der Praxis besteht die Aufgabe, die hier vorgenommene gedankliche Zergliederung in ein primäres und ein sekundäres Feld auch meßtechnisch zu realisieren. Dies ist möglich, da das primäre Feld als bekannt betrachtet werden kann. Seine magnetischen Kraftlinien sind, wie bereits erwähnt, konzentrische Kreise um das Primärkabel. Es besteht also an der Oberfläche keine horizontale Kraftkomponente dieses Feldes, weshalb die horizontale Komponente des Gesamtfeldes hier gleich der des unbekannten Sekundärfeldes ist. Die Messung gerade dieser Größe liegt deshalb nahe. Sie wird in bekannter Weise mit Hilfe einer flachen Drahtspule oder eines Rahmens, dessen Achse parallel zur Erdoberfläche und senkrecht zum Primärleiter gerichtet ist, ermittelt⁷⁾. Eine besondere Abschirmung der Spule gegen das Primärfeld hat Schilowsky⁸⁾ vorgeschlagen. Der in der Spule induzierte Strom ist dann ein Maß für die Größe der Horizontalen des Sekundärfeldes.

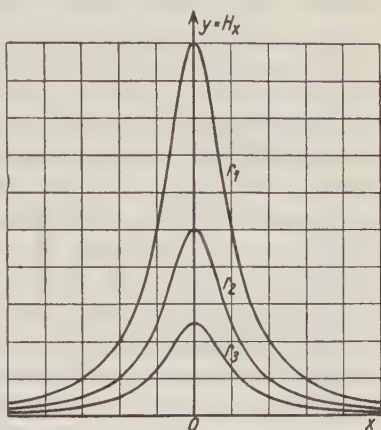


Fig. 6.

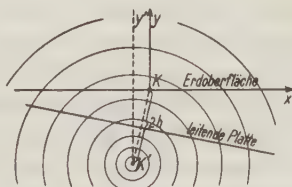


Fig. 7.

Die in der Platte induzierten Sekundärströme variieren mit dem Orte nicht nur hinsichtlich ihrer Stärke, sondern auch in ihrer Phase. Dasselbe gilt für die in der Meßspule induzierten Ströme. Nur in dem Grenzfall, wo die Platte unendlich gut leitet, fällt die Phasenverschiebung fort. Auf die rechnerische und meßtechnische Ermittlung dieser Phasenverschiebungen soll hier nicht näher eingegangen werden.

Der Primärstrom muß mindestens so stark sein, daß die von dem sekundären Magnetfeld in der Spule induzierten Ströme bequem gemessen werden können. Durch eine weitere Steigerung wird aber eine größere Empfindlichkeit der Methode nicht mehr erzielt, da der Vorteil größerer sekundärer Feldstärke durch die entsprechende unerwünschte Zunahme der primären Feldstärke kompensiert wird. Dasselbe gilt bei einer unendlich gut leitenden Platte für eine Steigerung der Frequenz. Die Empfindlichkeit der Messung ist nur von dem Verhältnis der primären Vertikal- zu der sekundären Horizontalkomponente abhängig, das durch eine Steigerung des Primärstromes oder der Frequenz nicht geändert wird. Dieses Verhältnis wird um so ungünstiger, je tiefer der leitende Horizont liegt, und je mehr man sich dem Primärleiter nähert. In der Nähe des Kabels sind Messungen nicht mehr möglich.

Sind die Verhältnisse in der Natur den hier angenommenen ähnlich, und wird die Versuchsanordnung den theoretischen Forderungen angepaßt, so muß man ähnliche Kurven wie die errechneten erhalten, wenn man mit dem Rahmen in der angegebenen Weise das Kabel senkrecht, längs einer sogenannten Profillinie, überschreitet. Derartige Messungen sind von Sundberg ausgeführt worden. Als günstige Form des primären Stromkreises hat sich bei seinen Arbeiten ein Rechteck bewährt, dessen Längsseiten 1800 m und dessen Querseiten 800 m betragen. Ist der leitende Horizont sehr tief, so müssen diese Dimensionen entsprechend vergrößert werden. Die Untersuchung wird in der Nachbarschaft des mittleren Teils der einen Längsseite vorgenommen, während die drei anderen Seiten lediglich der Stromzuführung dienen. Ihr Einfluß auf das Untersuchungsgebiet wird vernachlässigt. Einige der Ergebnisse, die Sundberg erzielt hat und die der eingangs erwähnten Arbeit von Friedl entnommen sind, sind in den Fig. 8a bis d wiedergegeben. Wie man sieht, tragen sie einen ähnlichen Charakter. Dort, wo die Profillinie das Primärkabel kreuzt, in der Nähe des sogenannten Profilpunktes, fehlen die Meßwerte.

Die Auswertung der Meßergebnisse hat zum Ziele, aus solchen im Gelände aufgenommenen Kurven umgekehrt Schlüsse auf die Tiefe, Neigung und Leitfähigkeit einer etwa vorhandenen Schicht zu ziehen. Setzen wir hierbei die bisherigen Annahmen als berechtigt voraus, so ist eine Deutung der Kurven nicht schwierig. Die Tiefe sowie die Leitfähigkeit der Schicht können grundsätzlich bereits aus einer einzigen Kurve ermittelt werden. Dagegen wird die Wirkung einer geringen Schichtneigung senkrecht zum Kabel auf die Kurvengestalt kaum erkennbar sein. Besser kann eine Neigung in Richtung des Kabels durch Aufnahme mehrerer Kurven erschlossen werden. Sundberg ver-

fährt hierzu so, daß er mehrere Aufnahmen über demselben Kabel in einem Abstand von 200 m voneinander macht. Für eine weitere Meßreihe wird dann das Kabel um etwa 800 m parallel zu seiner ursprünglichen Lage verschoben.

Es fragt sich, wieweit die angestellten Rechnungen auf die wirklichen Verhältnisse in der Natur allgemein Anwendung finden können, bzw. wie sie modifiziert werden müssen. Der Widerstand des trockenen Untergrundes beträgt, von gewissen Erzen abgesehen, im allgemeinen 10^6 bis $10^{11} \Omega \cdot \text{cm}$. Er kann somit praktisch als vollkommener Isolator betrachtet werden und entspricht gut unserer Voraussetzung. Die gut leitenden Schichten im Untergrund

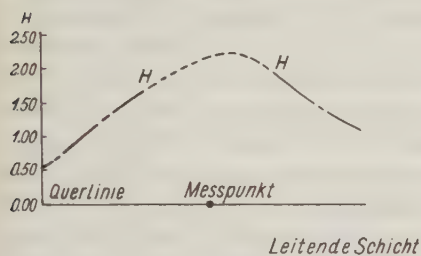


Fig. 8 a.

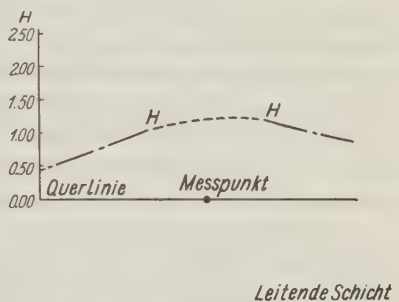


Fig. 8 b.

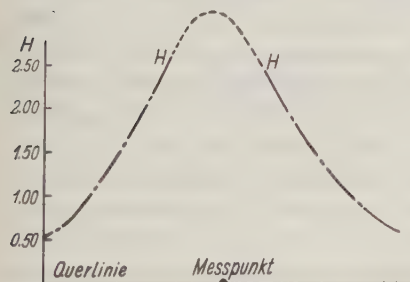


Fig. 8 c.

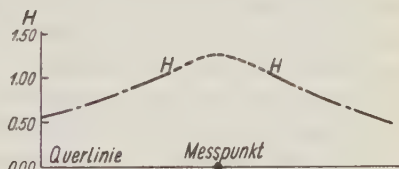


Fig. 8 d.

sind in den Untersuchungsgebieten im wesentlichen durch zwei grundsätzlich verschiedene Typen vertreten⁹⁾. Die mehr oder weniger hohe Leitfähigkeit beider Gattungen ist in jedem Falle auf Tiefenwasser zurückzuführen, das in verschiedener Qualität die Schichten durchtränkt. Entweder handelt es sich hierbei um Lösungen verschiedener Chloride und Carbonate, seltener Sulfate, die unterirdische Salzwasserhorizonte bilden, deren spezifischer Widerstand 5 bis $100 \Omega \cdot \text{cm}$ betragen mag. Besitzt solch eine Schicht eine Mächtigkeit von nur 1 m, so ist ihr gesamter Widerstand 0.05 bis 1Ω . Da diese in vielen Fällen größer sein wird, so wird der Wert der Gesamtleitfähigkeit mit unseren Voraussetzungen gut im Einklang stehen. Oder aber, es handelt sich um Wasser mit hohem Sulfidgehalt, die in ölhöffigen Gebieten häufig anzutreffen sind. Gewöhnlich sind es Tone, die von ihnen durchtränkt sind und hierdurch ihren Widerstand bis unter $500 \Omega \cdot \text{cm}$ verringern können. Da solche

Schichten auch eine beachtenswerte Mächtigkeit besitzen können, kann ihr Gesamtwiderstand ebenfalls sehr gering sein, weshalb sie gleichfalls oft den Voraussetzungen entsprechen werden.

Das Bestehen beider geologischer Möglichkeiten bewirkt eine Mehrdeutigkeit der Meßergebnisse. Da man aus den gefundenen Kurven allenfalls die gesamte Leitfähigkeit σ d. einer etwa vorhandenen Schicht entnehmen kann, fehlt jede Möglichkeit, aus ihnen allein zu entscheiden, mit welcher Art von Tiefenwasser man es zu tun hat.

Führt dieses Moment zu einer Unbestimmtheit bei der Deutung der Meßergebnisse, so zwingt ein anderer geologischer Faktor zu einer Modifikation der mathematischen Behandlung. Fast immer ist die alleroberste Schicht von Grund- und Sickerwässern durchfeuchtet, wodurch ihr Widerstand auf $3 \cdot 10^3$ bis $1.5 \cdot 10^4 \Omega \cdot \text{cm}$ herabgesetzt wird. Ihre Mächtigkeit kann von wenigen Metern bis zu mehr als 400 m betragen. In ihr werden ebenfalls Sekundärströme induziert, die zum mindesten einen beachtenswerten Anteil an der Bildung des Sekundärfeldes haben. Dieser Anteil ist deshalb verhältnismäßig groß, weil die vom Grundwasser durchfeuchtete Schicht sich in sehr viel größerer Nähe vom Primärstrom befindet als die vom Tiefenwasser durchnässten Schichten. Es entstehen gewissermaßen zwei Sekundärfelder, die sich überlagern und gegenseitig beeinflussen. Hierbei besitzt aber das von der obersten Deckschicht stammende Sekundärfeld einen etwas anderen Charakter als das von den tieferen Schichten stammende, da die obere Deckschicht nicht mehr als dünn im Vergleich zum Abstand vom Kabel betrachtet werden kann. Sie kann nicht mehr durch eine Platte ersetzt werden. Kennt man ihre spezifische Leitfähigkeit und ihre Mächtigkeit, so kann auch hier eine Rechnung zum Ziele führen. Ähnliche Rechnungen an etwas anders gearteten Problemen haben Rüdenberg u. a. durchgeführt¹⁰⁾. Man kann auch zunächst im neutralen Gebiet, wo sich keine leitende Schicht in der Tiefe befindet, Untersuchungen anstellen und das Sekundärfeld der normal durchfeuchteten Erde experimentell bestimmen. Auf jeden Fall wird man auch dort eine merkbare Horizontalkomponente erhalten. Kennt man ihre Größe, so werden trotz der schwierigen mathematischen Behandlung in den meisten Fällen Rückschlüsse auf die untere Schicht doch noch gut möglich sein.

Nicht immer sind die geologischen Verhältnisse so einfach wie hier angenommen, und es mag dann berechtigter sein, andere tektonische Voraussetzungen zu machen. Z. B. kann man eine gekrümmte Schicht oder zwei übereinander lagernde Schichten hoher Leitfähigkeit, bei denen die Wirkung der untersten auch noch zur Geltung kommt, vermuten. Auf die wesentlich komplizierteren Verhältnisse, die dann vorliegen, soll nicht näher eingegangen werden. Da man von vornherein über die zu machenden Voraussetzungen wenig weiß, wird es sich in jedem Falle empfehlen, über demselben Meßgebiet Aufnahmen in verschiedenen Richtungen zu machen. Hierdurch läßt sich die Anzahl der Meßergebnisse vermehren, wobei sich die Rückschlüsse, die jedesmal gezogen werden, gegenseitig kontrollieren.

Literatur.

¹⁾ K. Friedl: Über die jüngsten Erdölforschungen im Wiener Becken. *Petroleum*, 23. Jahrg., S. 189—240 (1927) und *Zeitschr. d. intern. Bohrtechn.-Verbandes* (I. B. V.), 35. Jahrg., S. 121 ff. (1927).

²⁾ Otto Meier: Über das elektrische Schürfen auf Erdöl. *Allgem. österr. Chemiker- und Techniker-Ztg.*, 44. Jahrg., S. 105—106 (1926).

³⁾ T. Levi-Civita: Influenza di uno schermo conduttore sul campo elettro magnetico di una corrente alternativa parallela allo schermo. *Atti della Reale Accademia dei Lincei*, S. 163 ff. Rom 1902.

⁴⁾ M. Abraham: Die Induktion von Wechselstrom in einer ebenen leitenden Schicht. *Zeitschr. f. angew. Mathem. u. Mechan.*, S. 109—131 (1922).

⁵⁾ K. Bauer: Scheibenströme in Wechselfeldern. *Archiv f. Elektrotechnik*, 16. Jahrg., S. 58—72 (1926).

⁶⁾ M. Wien: Eine neue Form der Induktionswaage. *Ann. d. Phys. u. Chem.* **49**, 306—346 (1893).

⁷⁾ R. Ambronn: Methoden der angewandten Geophysik, S. 137 f. Dresden und Leipzig 1926.

⁸⁾ K. Schilowsky: D. R.-P. Nr. 322040.

⁹⁾ H. Hlauschek: Geologische Grundlagen der geoelektrischen Erdölsuche. *Zeitschr. f. prakt. Geologie* **35**, 22—27 (1927).

¹⁰⁾ R. Rüdberg: Die Ausbreitung der Erdströme in der Umgebung von Wechselstromleitungen. *Zeitschr. f. angew. Mathem. u. Mechan.* **5**, 361—389 (1925). — O. Mayr: Die Erde als Wechselstromleiter. *ETZ*, S. 1352 ff. (1925). — G. Haberland: Theorie der Leitung von Wechselstrom durch die Erde. *Zeitschr. f. angew. Mathem. u. Mechan.* **6**, 366—379 (1926). — F. Pollaczek: Über das Feld einer unendlich langen wechselstromdurchflossenen Einfachleitung. *Elektr. Nachr.-Techn.* **3**, 339—359 (1926). — Derselbe: Über die Induktionswirkungen einer Wechselstromeinfachleitung. *Ebenda* **4**, 18—30 (1927).

Berlin, den 31. Dezember 1927.

Untersuchung der Potentialverteilung für einen speziellen Fall im Hinblick auf geoelektrische Potentiallinienverfahren.

Von J. N. Hummel. — (Mit neun Abbildungen.)

Es wird die Potentialverteilung um den unendlich langen elliptischen Hohlzylinder, der mit seiner Längsachse senkrecht im homogenen stationären Stromfeld liegt, unter besonderer Berücksichtigung seiner Spezialfälle untersucht. Aus den Ergebnissen werden für die geoelektrischen Methoden, bei denen Elektroden verwandt werden, praktische Folgerungen gezogen.

Bei allen geoelektrischen Aufschlußmethoden, bei denen Elektroden verwandt werden, ist die Abhängigkeit der Potentialverteilung von der Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit im Untergrund und von der Anordnung der Stromquellen von Wichtigkeit. Auf ihrer Kenntnis beruht die Beurteilung der Anwendungsmöglichkeiten dieser geoelektrischen Methoden, die Ermittlung ihrer Tiefenwirkung, die Wahl der günstigsten Elektrodenform und -anordnung,

sowie vor allem die Deutung der Meßergebnisse. Daher bildet die Berechnung und Diskussion der Potentialverteilung bei vorgegebener Tektonik und vorgegebenen Stromquellen die Grundlage solcher Untersuchungen. Sie ist indessen nur in wenigen Fällen exakt möglich, von denen einer in einer früheren Arbeit behandelt worden ist¹⁾. Dort befand sich eine Kugel im unbegrenzten homogenen und isotropen Medium anderer Leitungsfähigkeit, das von einem konstanten Strome in einer festen Richtung durchflossen wird. Die Stromquellen bzw. -senken waren so verteilt, daß sich bei nicht vorhandener Einlagerung überall ein gleichgerichtetes homogenes Stromfeld ausbilden würde.

Die an diesem Beispiel vorgenommenen Idealisierungen dürften sich aus rechnerischen Gründen allgemein empfehlen. Da man in der Praxis meist mit Wechselstrom geringer Frequenz oder gar mit Gleichstrom arbeitet, gibt die Potentialverteilung im stationären Felde zum mindesten eine gute Annäherung an die wirklichen Verhältnisse²⁾. Polarisationserscheinungen, die darauf zurückzuführen sind, daß die Erde ein Elektrolyt ist, kommen bei Anwendung von

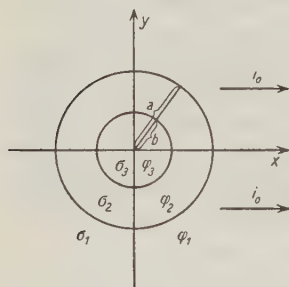


Fig. 1.

Wechselstrom in Fortfall³⁾. Als Stromquellen verwendet man gewöhnlich Punkt- oder Linienelektroden. In der Mitte zwischen einem solchen Elektrodenpaar, in einem Bereich, dessen Ausdehnung klein gegen den Elektrodenabstand ist, erhält man ein nahezu gleichmäßiges Stromfeld. Legt man dementsprechend den theoretischen Erörterungen die Annahme zugrunde, daß sich die aufzufindenden Einlagerungen im an und für sich gleichmäßigen und stationären Stromfelde befinden, so wird man in der Regel den praktischen Bedürfnissen genügend nahekommen.

Im folgenden soll unter dieser Voraussetzung die Potentialverteilung für einen weiteren Fall, für den sie bekannt ist, im Hinblick auf Potentiallinienverfahren erörtert werden. Es handelt sich um den unendlich langen elliptischen Hohlzylinder, der mit seiner Längsachse senkrecht im Felde liegt. Insbesondere sollen die praktisch bedeutsameren Spezialfälle untersucht werden.

Wir gehen von dem kreisförmigen Hohlzylinder aus, dessen Innenraum von einer dritten Substanz erfüllt ist. Das Koordinatensystem sei so gewählt, daß die z -Achse mit der Längsachse des Zylinders zusammenfällt. Die x -Achse liege in der Stromrichtung (Fig. 1). Da die Verhältnisse dann von z unabhängig sind, ist die Aufgabe auf ein ebenes Problem zurückgeführt und besteht darin, die Potentialverteilung um einen Kreisring in der Ebene zu berechnen. Die Radien der Innen- und Außenkreise seien bzw. b und a . Die Leitfähigkeiten der verschiedenen Medien seien σ_1 , σ_2 und σ_3 . Hierbei beziehe sich der Index 1 auf den Außenraum, 2 auf die Ringfläche bzw. auf die Zylinderschale und 3 auf die Fläche des Innenkreises bzw. auf den Zylinderkern. Die Verhältnisse im ungestörten Medium seien durch den Index 0 gekennzeichnet.

Das Potential ist den Bedingungen unterworfen, daß es

1. in der ganzen Ebene stetig verläuft und der Laplaceschen Gleichung

$$\Delta \varphi \equiv \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0$$

genügt,

2. überall endlich ist,

3. im Unendlichen mit dem Potential φ_0 des ungestörten Feldes übereinstimmt,

4. an den Grenzen für $r = a$ und $r = b$ die Bedingungen

$$\varphi_1 = \varphi_2, \quad \sigma_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial n} = \sigma_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial n} \quad \text{und} \quad \varphi_2 = \varphi_3, \quad \sigma_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial n} = \sigma_3 \frac{\partial \varphi_3}{\partial n}$$

erfüllt, wobei r die Verbindungslinie zwischen Nullpunkt und Aufpunkt und n die Richtung der Normale, gleichviel in welchem Sinne, bedeuten.

Der ersten Bedingung kann man durch die Ansätze

$$\varphi_1 = A_1 x + \frac{B_1 x}{r^2}, \quad \varphi_2 = A_2 x + \frac{B_2 x}{r^2}, \quad \varphi_3 = A_3 x + \frac{B_3 x}{r^2}$$

genügen, worin $A_1, A_2, A_3, B_1, B_2, B_3$ noch zu bestimmende Konstanten sind⁴⁾. Von diesen sechs Konstanten ergibt sich A_1 aus der dritten Bedingung, nach der für $r = \infty$

$$\varphi = A_1 x = - \frac{i_\sigma}{\sigma_1} x$$

ist, zu

$$A_1 = - \frac{i_\sigma}{\sigma_1}.$$

Zufolge der zweiten Bedingung ist $B_3 = 0$. Die übrigen vier Konstanten ergeben sich aus den Grenzbedingungen für das Potential zu

$$A_2 = \frac{a^2(1+k)}{a^2 - b^2 k k'} A_1, \quad A_3 = \frac{(1+k)(1-k')a^2}{a^2 - b^2 k k'} A_1,$$

$$B_1 = \frac{a^3(a^2 k - b^2 k')}{a^2 - b^2 k k'} A_1, \quad B_2 = \frac{(1+k)k' \cdot a^2 \cdot b^2}{k k' \cdot b^2 - a^2} A_1,$$

wobei $\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} = k$ und $\frac{\sigma_3 - \sigma_2}{\sigma_3 + \sigma_2} = k'$ gesetzt sind. Durch Einsetzen in die obigen Gleichungen erhält man für die Potentialwerte

$$\varphi_1 = A_1 \left(1 + \frac{a^2 k - b^2 k'}{a^2 - b^2 k k'} \cdot \frac{a^2}{r^2} \right) x = \varphi_0 + \frac{a^2 k - b^2 k'}{a^2 - b^2 k k'} \cdot \frac{a^2}{r^2} \varphi_0,$$

$$\varphi_2 = A_1 \frac{a^2(1+k)}{a^2 - b^2 k k'} \left(1 - \frac{b^2 k'}{r^2} \right) x = \frac{a^2(1+k)}{a^2 - b^2 k k'} \left(1 - \frac{b^2 k'}{r^2} \right) \varphi_0,$$

$$\varphi_3 = A_1 \frac{(1+k)(1-k')a^2}{a^2 - b^2 k k'} x = \frac{(1+k)(1-k')a^2}{a^2 - b^2 k k'} \varphi_0.$$

In der Fig. 2 ist ein Potentiallinienbild gezeichnet, wie es sich auf Grund dieser Gleichungen ergibt, und zwar für den speziellen Fall, wo $\sigma_3 = 0$, also $k' = -1$, $\sigma_1 : \sigma_2 = 1 : 10$, also $k = -\frac{9}{11}$ und $\frac{b}{a} = \frac{9}{11}$ ist. Die schwarzen Linien geben zugleich die Dichte, die gestrichelten nur den Verlauf an. Bei sinngemäßer Änderung der Bedingungen nehmen die Potentiallinien in diesem und den folgenden Potentiallinienbildern den Charakter von Stromlinien an.

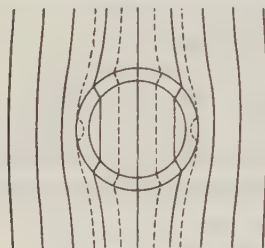


Fig. 2.

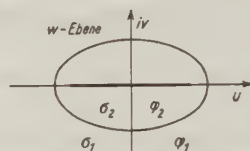


Fig. 5.

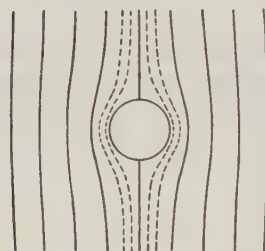


Fig. 3.

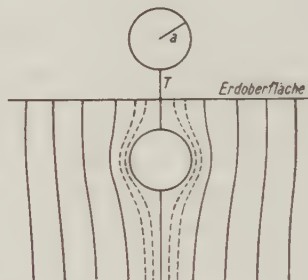


Fig. 4.

Durch Gleichsetzung von σ_3 mit σ_2 erhält man die Potentialverteilung für den Vollzylinder. Es wird $k' = 0$ und

$$\varphi_1 = A_1 \left(1 + k \frac{a^2}{r^2} \right) x = \varphi_0 + k \frac{a^2}{r^2} \varphi_0,$$

$$\varphi_2 = \varphi_3 = A_1 (1 + k) x = \varphi_0 + k \cdot \varphi_0.$$

Die Linien gleichen Potentials sind in diesem Falle für den Außenraum durch die Gleichung

$$x^2 - x_0 \cdot x^2 + (y^2 + k \cdot a^2) x - x_0 \cdot y^2 = 0$$

gegeben. Fig. 3 gibt ein Potentiallinienbild für den Grenzfall, in dem σ_3 unendlich groß, also $k = -1$ wird.

Ist der Zylinder im Halbraum eingelagert, so erhält man das Potentialflächenbild durch Spiegelung der Einlagerung an der Begrenzungsebene. Man gibt dem Spiegelbild das gleiche Vorzeichen wie der Einlagerung und kombiniert beide Bilder. Die Indikationen in der Begrenzungsebene werden hierbei doppelt so groß wie in der entsprechenden Schnittebene des unbegrenzten Leiters⁵⁾. Da

diese Verhältnisse für die Praxis, wo der Leiter immer durch die Erdoberfläche begrenzt ist, von Bedeutung sind, möge für einen solchen Fall auch eine Illustration gegeben werden. Fig. 4 gibt ein Potentiallinienbild, wo zum Vergleich der Vollzylinder des letzten Beispiels mit seiner Längsachse parallel der ebenen Erdoberfläche in einer Tiefe, die gleich seinem Radius ist, im Untergrund eingelagert ist.

Zur Ermittlung der Potentialverteilung um den elliptischen Zylinder geht man am besten vom kreisförmigen Hohlzylinder aus, indem man die Untersuchung wieder auf eine Schnittebene senkrecht zur Längsachse beschränkt. Da die Potentialfunktion der Laplaceschen Gleichung für die Ebene genügt, ist es möglich, das Abbildungsverfahren in Anwendung zu bringen⁶⁾. Man ersetzt die Cartesischen Koordinaten durch Gaußsche und transformiert für den vorliegenden Zweck die z -Ebene, in der sich der Kreisring befindet, auf eine w -Ebene durch die Beziehung

$$w = z + \frac{b^2}{z}.$$

Der Kreisschar $r = c$ um den Nullpunkt der z -Ebene entspricht dann die Schar konfokaler Ellipsen

$$\frac{P+Q}{2} = c + \frac{b^2}{c} \quad \text{oder} \quad \frac{P+Q}{4} + \sqrt{\left(\frac{P+Q}{4}\right)^2 - b^2} = c$$

um die Punkte $\pm 2b$ der w -Ebene, wobei P und Q die Brennstrahlen sind. Die Achsen der Ellipsen sind $c + \frac{b^2}{c}$ bzw. $c - \frac{b^2}{c}$. Der innere Kreis geht in die

Verbindungsline der Brennpunkte über. Im Unendlichen stimmen die Bilder in beiden Ebenen überein. Fig. 5 gibt die Transformation des Kreisringes der Fig. 1 in die w -Ebene. Bei dieser Transformation bleibt die Bedingung $\angle \varphi = 0$ in der ganzen w -Ebene mit Ausnahme des schmalen Streifens, der die Verbindungsline zwischen den Brennpunkten aufnimmt, gewahrt. Die Figur ist mit Ausschluß dieser Unstetigkeitsstelle überall konform, und die transformierten Niveau- und Stromlinien stehen auch in der w -Ebene wieder senkrecht aufeinander. Besitzt der Zylinderkern die Leitfähigkeit 0, so stört die Unstetigkeitsstelle das Potentiallinienbild nicht, da die Verbindungsline der Brennpunkte dann mit einer Stromlinie zusammenfällt. Vertauscht man Strom- und Niveaulinien miteinander und gibt dem Zylinderkern unendlich große Leitfähigkeit, so fällt jetzt die Verbindungsline mit einer Niveaulinie zusammen, und die Stetigkeit bleibt ebenfalls gewahrt.

Durch Einführung Gaußscher Koordinaten erhalten die Gleichungen für das Potential die Form

$$\varphi_1 = A_1 \Re \left[z + \frac{a^2 k - b^2 k'}{a^2 - b^2 k k'} \cdot \frac{a^2}{z} \right],$$

$$\varphi_2 = A_1 \frac{a^2 (1+k)}{a^2 - b^2 k k'} \Re \left[z - \frac{b^2 k'}{z} \right],$$

$$\varphi_3 = A_1 \frac{(1+k)(1-k') a^2}{a^2 - b^2 k k'} \Re [z],$$

wo \Re den reellen Teil bedeutet. Setzt man $\sigma_3 = 0$, also $k' = -1$, so gehen diese Gleichungen in

$$\varphi'_1 = A'_1 \Re \left[z + \frac{a^2 k + b^2}{a^2 + b^2 k} \cdot \frac{a^2}{z} \right], \quad \varphi'_2 = A'_1 \frac{a^2(1+k)}{a^2 + b^2 k} \Re \left[z + \frac{b^2}{z} \right]$$

über. Fig. 6 zeigt ein Potentiallinienbild, das mittels der Transformation gewonnen ist, für den speziellen Fall, wo $\sigma_1 : \sigma_2 = 1 : 10$, also $k = -\frac{9}{11}$ und $\frac{b}{a} = \frac{9}{11}$ ist.

Fließt der Strom im ungestörten Felde in Richtung der imaginären Achse, und setzt man $\sigma_3 = \infty$, so erhält man für das Potential des gestörten Feldes

$$\varphi''_1 = A''_1 J \left[z + \frac{b^2 - a^2 k}{a^2 - b^2 k} \cdot \frac{a^2}{z} \right], \quad \varphi''_2 = A''_1 \frac{a^2(1+k)}{a^2 - b^2 k} J \left[z + \frac{b^2}{z} \right],$$

wo J den imaginären Teil bedeutet.

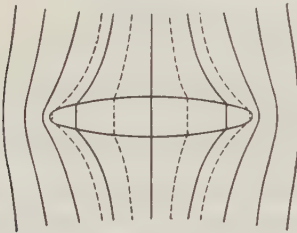


Fig. 6.

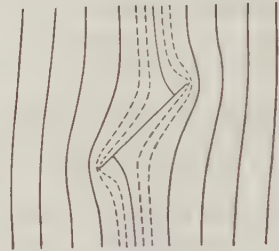


Fig. 7.

Der Fall beliebiger Neigung der Ellipsenachsen gegen die Stromrichtung wird durch Kombination beider Bilder erhalten. Es ist

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= \varphi'_1 + \varphi''_1 = A'_1 \Re \left[w + k \frac{a^4 - b^4}{a^2 + b^2 k} \cdot \frac{2}{w + \sqrt{w^2 - 4b^2}} \right] \\ &\quad + A''_1 J \left[w - k \frac{a^4 - b^4}{a^2 - b^2 k} \cdot \frac{2}{w + \sqrt{w^2 - 4b^2}} \right], \\ \varphi_2 &= \varphi'_2 + \varphi''_2 = a^2(1+k) \left\{ \frac{A'_1}{a^2 + b^2 k} \Re[w] + \frac{A''_1}{a^2 - b^2 k} J[w] \right\}^8. \end{aligned}$$

Die Neigung der Stromrichtung gegen die reelle Achse beträgt im ungestörten Felde $\operatorname{tg} \alpha = \frac{A'_1}{A_1}$. Ein Beispiel ist in der Fig. 7 für den Fall gegeben, wo $a = b$, $\sigma_2 = \infty$, also $k = -1$ und $\operatorname{tg} \alpha = 1$ ist. Hier befindet sich eine unendlich gut leitende und unendlich dünne Platte unter einer Neigung von 45° im Stromfeld. Bei bestimmter Neigung des elliptischen Zylinders um seine Längsachse gibt dieser Grenzfall Aufschluß über die größten, überhaupt möglichen Störungen.

In ganz derselben Weise wie der elliptische Vollzylinder ist der allgemeinste Fall des elliptischen Hohlzylinders zu behandeln. Man hat nur von dem zweischaligen Kreiszyylinder auszugehen, was keine weiteren Schwierigkeiten mehr bietet⁹⁾. Wegen der geringeren praktischen Bedeutung sei hier nicht näher darauf eingegangen.

Es ist von besonderem Interesse, den Einfluß zu untersuchen, den das Verhältnis der Leitfähigkeit des Störungskörpers zu der des Muttergesteins auf das Potential- bzw. Stromlinienbild bei der Kugel, dem Kreiszyylinder und dem elliptischen Zylinder ausübt. Ist die Leitfähigkeit des Störungskörpers unendlich groß, so ist der Potentialabfall in ihm in jedem Falle 0, unabhängig von seiner speziellen Gestalt. Anders die Stromdichte. Sie behält auch in diesem Grenzfall einen endlichen Wert, der für die Gestalt des Störungskörpers charakteristisch ist. Es empfiehlt sich demnach, nicht die Anhängigkeit des Potentials, sondern die der Stromdichte i von dem Verhältnis der Leitfähigkeiten zu untersuchen. Für die Kugel gelten die Beziehungen

$$\frac{i_2}{i_0} = \frac{3\sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2}, \quad \lim_{\sigma_2 = \infty} \left(\frac{i_2}{i_0} \right) = 3.$$

Zeichnet man diese Anhängigkeit in ein Diagramm ein, wobei $\frac{i_2}{i_0}$ auf der

Ordinate und $\frac{\sigma_2}{\sigma_1}$ auf der Abszisse abgetragen wird, so erhält man eine Kurve,

die von 0 aus über den Punkt $\frac{i_2}{i_0} = 1$,

$\frac{\sigma_2}{\sigma_1} = 1$ mit konkaver Krümmung zur Ab-

szisse erst stärker, dann schwächer ansteigt, um sich schließlich der Geraden $y = 3$ asymptotisch zu nähern (Fig. 8). Man sieht,

daß die Stromdichte im Störungskörper zunächst annähernd proportional mit seiner

Leitfähigkeit, jedoch bald schwächer wächst, um kaum noch zuzunehmen, sobald die Leitfähigkeit einen gewissen Wert, etwa das Zehnfache der des Muttergesteins, überschritten hat. Hierauf ist wiederholt hingewiesen worden.

Für den Kreiszyylinder gelten die Beziehungen

$$\frac{i_2}{i_0} = \frac{2\sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2}, \quad \lim_{\sigma_2 = \infty} \left(\frac{i_2}{i_0} \right) = 2.$$

Wie die entsprechende Kurve in der Fig. 8 erkennen läßt, ist der Verlauf der Stromdichte ein ähnlicher wie bei der Kugel, nur daß sie im Höchsthalle nur noch doppelt soviel wie die Stromdichte im ungestörten Felde beträgt. Trotzdem ist die Störung des Feldes bei der Kugel geringer als beim Kreiszyylinder, was sich daraus erklärt, daß der Strom von allen Seiten nach der Kugel hin,

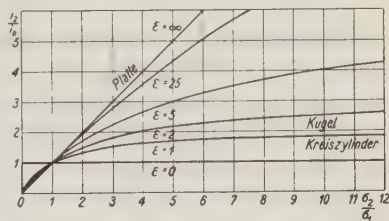


Fig. 8.

oder von der Kugel fort drängt, während beim Zylinder der Ausgleich in jeder Schnittebene für sich stattfinden muß.

Wesentlich anders liegen die Verhältnisse beim elliptischen Zylinder. Die entsprechenden Beziehungen für die Stromdichte lauten hier, wenn eine Ellipsenachse in der Stromrichtung liegt,

$$\frac{i_2}{i_0} = \frac{2}{\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2} + 1\right) + \left(\frac{b}{a}\right)^2 \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2} - 1\right)}, \quad \lim_{\sigma_2 = \infty} \left(\frac{i_2}{i_0}\right) = \frac{2a^2}{a^2 - b^2}.$$

Bezeichnet man das Verhältnis der in der Stromrichtung liegenden zu der senkrecht dazu liegenden Ellipsenachse mit ε , so erhält man anschaulicher

$$\frac{i_2}{i_0} = \frac{1 + \varepsilon}{1 + \varepsilon \frac{\sigma_1}{\sigma_2}}, \quad \lim_{\sigma_2 = \infty} \left(\frac{i_2}{i_0}\right) = 1 + \varepsilon.$$

Die Kurven nähern sich auch hier wieder asymptotisch je einem Grenzwerte. Ist $\varepsilon = 1$, so ist dieser Grenzwert 2. Wird ε größer, so wächst dieser Wert. Das erste Kurvenstück, das annähernd proportional mit der Leitfähigkeit ansteigt, gewinnt immer mehr an Bedeutung. Wird schließlich die senkrecht zur Stromrichtung liegende Achse 0, so erhält man für die Stromdichte die Beziehung

$$\lim_{\varepsilon = \infty} \left(\frac{i_2}{i_0}\right) = \frac{\sigma_2}{\sigma_1}.$$

Die Stromdichte in der Platte wächst proportional mit ihrer Leitfähigkeit. In der Fig. 8 ist die Abhängigkeit der Stromdichte für verschiedene Verhältnisse von ε durch Kurven dargestellt. Es ergibt sich aus ihrem Verlauf die für die Praxis wichtige Tatsache, daß die Leitfähigkeit eines in der Stromrichtung langgestreckten Körpers von sehr großer Bedeutung für das Potentiallinienbild an der Oberfläche ist, ganz im Gegensatz zu dem Falle einer kugelförmigen Einlagerung.

Die Verteilung der Stromdichte im Untergrund gewinnt eine eigene Bedeutung bei den sogenannten Rahmenmethoden. Dort wird das magnetische Wechselfeld an der Erdoberfläche vermessen, dessen Intensität und Richtung sich am bequemsten aus der Stromdichte herleiten lassen. Derartige Berechnungen hat W. Heine für einige Fälle durchgeführt¹⁰⁾. Die Stromdichte in den Einlagerungen hat er hierbei bis zu einem gewissen Grade willkürlich angenommen¹¹⁾.

Ist die Erdoberfläche sowohl der Zylinderachse als auch der Stromrichtung parallel, so sind die Potentiallinien, die man über einer derartigen Einlagerung vermißt, geradlinig und einander parallel. Da man im allgemeinen nur ihren Verlauf, nicht aber ihre Dichte vermißt, wird sich infolge des Fehlens jeder Krümmung das Vorhandensein einer unendlich langen zylinderförmigen Einlagerung, die mit ihrer Längsachse parallel der Oberfläche und senkrecht

im Stromfeld liegt, im Potentiallinienbild nicht ausprägen. Auch im Falle einer geringen Neigung der Längsachse gegen die Oberfläche wird man kaum merkliche Störungen des Bildes erhalten. Praktische Bedeutung gewinnen die bisherigen Untersuchungen erst, wenn man den unendlich langen Zylinder als Grenzfall des endlich langen auffaßt und, von den gewonnenen Resultaten ausgehend, auf die Potentialverteilung um den endlichen Zylinder schließt.

Drei Feststellungen lassen sich ohne weiteres machen. Erstens werden beim endlichen Zylinder die ausgebuchteten Potentialflächen auch in Richtung der Zylinderachse in genügender Entfernung von der Zylindergrenze wieder in die des ungestörten Feldes asymptotisch einlaufen. Zweitens werden die Ausbuchtungen beim endlichen überall etwas kleiner sein als beim unendlich langen Zylinder. Die Differenz wird um so geringer sein, je länger der endliche Zylinder ist. Drittens werden die durch die Begrenzung des endlichen Zylinders hervorgerufenen Krümmungen um so geringer sein, die Kurven werden an der Oberfläche um so flacher verlaufen, je mehr man sich von ihm entfernt. Auf diesen Tatsachen fußend, ist es nicht allzu schwierig, Potentiallinienbilder zu konstruieren, wie man sie an der Erdoberfläche über einen in seiner Länge begrenzten elliptischen Hohlzylinder, einschließlich aller seiner Spezialfälle, ungefähr erhalten kann. Zu berücksichtigen ist auch hierbei die Verdopplung der Indikationen infolge des fehlenden Leiterteils. Fig. 9b gibt ein nach diesen Gesichtspunkten gezeichnetes Potentiallinienbild über der Begrenzung einer wagerecht liegenden, unendlich gut leitenden Platte, wobei deren Tiefe etwa halb so groß angenommen ist wie ihre Breite in Richtung des Stromes (Fig. 9a). Die eingezeichnete Krümmung der Linien ist natürlich bis zu einem gewissen Grade willkürlich.

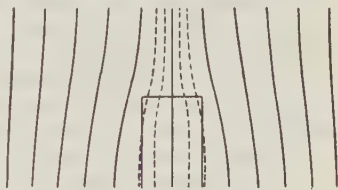


Fig. 9 a.

Erdoberfläche



Fig. 9 b.

Für diesen Extremfall soll noch die Tiefenwirkung der Methode angegeben werden. Befindet sich die Platte in einer Tiefe, die etwa das 1.15 fache ihrer Breite in der Stromrichtung beträgt, so erhält man an der Oberfläche immer noch Ausbuchtungen der Potentiallinien bis zum zehnten Teile dieser Tiefe. Nimmt man an, daß solche geringen Indikationen noch festgestellt werden können, so können auch derartige Einlagerungen unter den angenommenen günstigen Bedingungen noch bis zu der angegebenen Tiefe, die ebenfalls in der Fig. 9a eingezeichnet ist, aufgespürt werden.

Für diesen Extremfall soll noch die Tiefenwirkung der Methode angegeben werden. Befindet sich die Platte in einer Tiefe, die etwa das 1.15 fache ihrer Breite in der Stromrichtung beträgt, so erhält man an der Oberfläche immer noch Ausbuchtungen der Potentiallinien bis zum zehnten Teile dieser Tiefe. Nimmt man an, daß solche geringen Indikationen noch festgestellt werden können, so können auch derartige Einlagerungen unter den angenommenen günstigen Bedingungen noch bis zu der angegebenen Tiefe, die ebenfalls in der Fig. 9a eingezeichnet ist, aufgespürt werden.

Literatur.

¹⁾ J. N. Hummel: Über die Tiefenwirkung bei geoelektrischen Potentiallinienmethoden. Zeitschr. f. Geophys., 4. Jahrg., S. 22 (1928).

²⁾ Bezüglich der durch Anwendung von Wechselstrom bedingten Abweichungen vgl. W. Heine: Der Einfluß von Induktion und Kapazität bei geophysikalischen Potentiallinienmessungen mit Wechselstrom. Phys. Zeitschr., 27. Jahrg., S. 219—224 (1926).

3) Über die rechnerische Berücksichtigung der Gegenpolarisation für den auch hier behandelten Fall eines unendlichen Kreiszyinders vgl. V. Volterra: *Sulle apparenze elettrochimiche. Atti della R. Accademia delle Scienze* 18, 147—168 (1882). Weitere Literaturangaben finden sich bei J. Šťárk: *Stromverzweigung an Zwischenkörpern. Ann. d. Phys. u. Chem.* 66, 246 (1898).

4) Vgl. z. B. J. Stefan: Über die magnetische Schirmwirkung des Eisens. *Sitzungsber. d. Kaiserl. Akad. d. Wiss. in Wien* 85, II. Abt., S. 613—642 (1882). H. du Bois: Über magnetische Schirmwirkung. *Wied. Ann.* 63, 348—353 (1897), u. 65, 1 (1898). Vgl. ferner Drude: *Ann.* 2, 78 (1900).

5) Dies gilt auch für den früher behandelten Fall der Kugel. Die dort angegebenen Indikationen und daraus hergeleiteten Tiefen sind in diesem Falle noch mit dem Faktor 2 zu multiplizieren. Die Wirkung des fehlenden Leiterteils war in dieser Arbeit nicht richtig gedeutet. Vgl. J. Koenigsberger: Über die Berechnung der Wirkungen von Einlagerungen auf natürliche und künstliche homogene Felder in der Erde. *Gerlands Beiträge* 18, 120 (1927).

6) Hierauf hat zum ersten Male G. Kirchhoff hingewiesen in einer Arbeit: Über stationäre elektrische Strömung in gekrümmten Flächen. *Monatsber. d. Kaiserl. Akad. d. Wiss. zu Berlin*, Juli 1875.

7) Vgl. E. Heine: *Handbuch der Kugelfunktionen* 1, 49, 2. Aufl., Berlin 1878, und besonders J. Haubner: Über das logarithmische Potential einer nicht isolierten elliptischen Platte. *Sitzungsber. d. Kaiserl. Akad. d. Wiss. in Wien* 87, II. Abt., S. 412—421 (1883).

8) Haubner: l. c., Anm. 7.

9) Derselbe: Ebenda.

10) W. Heine: Die Bestandteile des magnetischen Feldes bei geophysikalischen Bodenuntersuchungen mit Wechselstrom und seine Beeinflussung durch leitende Einlagerungen. *Zeitschr. f. Geophys.*, 3. Jahrg., S. 293—307 (1927).

11) Vgl. S. 298 f. der Arbeit von Heine: l. c., Anm. 10.

Berlin, den 8. Februar 1928.

Mächtigkeitsbestimmung von Deckschichten über Spalten durch Radioaktivitätsmessungen.

Von J. Koenigsberger. — (Mit einer Abbildung.)

Die Luftionisation durch die Strahlungen der Radiumemanation ist bekanntlich über tektonischen Spalten größer als anderwärts. Aus der Gestalt der Kurve, welche die Abhängigkeit der Ionisation vom Ort wiedergibt, läßt sich die Mächtigkeit der eine solche Spalte bedeckenden Schicht (Humusdecke, Alluvium, Diluvium usw.) ermitteln, wofür eine vereinfachte Theorie entwickelt und deren Anwendung an einigen Beispielen erläutert wird.

§ 1. Über Radioaktivitätsmessung als geophysikalische Aufschlußmethode hat in dieser Zeitschrift kürzlich Ferdinand Müller¹⁾ berichtet. Hier soll erörtert werden, inwieweit diese Methode zur ungefähren Bestimmung der Tiefe der Emanationsquelle dienen kann. Wenn die radioaktiven Substanzen in einer Gangspalte angereichert sind*), so wird von dieser Spalte aus das

*) Manchmal ist auch nur durch eine Verwerfung der Emanation der Weg aus der Tiefe erleichtert, ohne daß besonders stark radioaktive Absätze in die Spalte gelangten.

der Emanation angenommen. Der Gang gibt Emanation usw. ab nur entlang der Grenzlinie mit dem Alluvium, in der Zeichenebene nur in dem Punkte A . Für A wird angenommen, daß die Emanation dauernd ungefähr die gleiche Konzentration besitzt, die aber etwas kleiner sein wird als die primäre Radioaktivität des Ganges zu der betreffenden Zeit.

Grenzbedingung 1: In $z = 0$ an der Erdoberfläche sei die Konzentration der Emanation usw. $(c)_{z=0} = 0$ oder $= c_0$ und durch Konvektion (Wind usw.) auf der ganzen Oberfläche dort gleichmäßig*).

Grenzbedingung 2: In $z = +h$ liegt die Grenzebene des als undurchlässig angenommenen, den Gang umgebenden Gesteins. Die Strömungslinien müssen also parallel, die Äquipotentialflächen senkrecht dazu liegen.

In A , das als kleiner Kreis mit Radius ϱ_0 gedacht ist, sei $(c) = c'$. Es liegt dann eine Aufgabe der Potentialtheorie vor, die man mit der Methode der Bilder von William Thomson lösen kann. Man genügt der ersten Grenzbedingung durch Bilder entgegengesetzten, der zweiten durch Bilder gleichen Zeichens wie A . Man hat also zuerst in A mit $z = -h$ die Konzentration $c = -c'$ anzunehmen. Das bedeutet, daß zunächst die Konzentration in der Erde durch die eine Hälfte der Äquipotentialflächen eines linearen (oder eines engzylindrischen) Dipols gegeben ist. Diese Bedingungen erfordern also ein Bild A' mit $c = -c'$ für $Z = -h$; weiter ein Bild A'' mit $c = -c'$ für $Z = +3h$; ein Bild A''' für $c = +c'$ in $z = -3h$; ein Bild $A^{(4)}$ mit $c = +c'$ in $z = +5h$ und $-c'$ für $z = -5h$ usw.; unendlich viele Bilder, deren Wirkung aber auf das reale Stück Alluvium (zwischen $z = 0$ und $z = h$) mit zunehmendem Abstand abnimmt. Es ist also

$$c = c_1 \ln \frac{\varrho_2 \varrho_3 \varrho_6 \dots}{\varrho_1 \varrho_4 \varrho_5 \dots} \dots \dots \dots (2)$$

wo die ϱ_n die Abstände des Aufpunktes P von den A, A', A'', A''' usw. sind.

*) Es kann aber auch ein veränderliches c_0 (z. B. $c_0 = c'_0 + c''_0 z$) sich über die Spaltenwirkung superponieren. Die normale Wirkung könnte also linear oder vielleicht auch asymptotisch nach der Tiefe zunehmen. Sie ist aber senkrecht zu z konstant und darf daher stets abgezogen werden. Anhaltspunkte, ob c_0 konstant ist oder linear oder asymptotisch mit z zunimmt, sind durch Versuche noch nicht gegeben. — Dies c_0 schwankt jedenfalls nahe der Oberfläche infolge der Änderung vom Barometerstand, Wind, Bestrahlung usw. stärker als die Werte in größerer Tiefe. Es liegt ein ähnliches Verhalten vor wie bei der geothermischen Tiefenstufe, über die sich nahe der Oberfläche die Tages- und Jahresschwankungen merklich superponieren.

Bisweilen ist die oberste Schicht dichter und verzögert die Diffusion. Es könnte dann analog wie bei der Wärmeleitung an der Grenzoberfläche ein Konzentrationsprung auftreten, $c_0 - t(c)_l = \frac{h}{k} \frac{\partial c}{\partial z}$, worin $t(c)_l$ die Konzentration in Luft, c_0 in der Erde an der Oberfläche ist, h die äußere, k die innere Diffusionskonstante. Vorläufig ist aber die Notwendigkeit letzterer Annahme noch nicht festgestellt. — Manchmal liegt tiefer unten wenig durchlässiges Grundwasser. Dann müßte der Wechsel von k in der Rechnung noch berücksichtigt werden.

Die Formel (2) kann für den vorliegenden Zweck folgendermaßen angewandt werden: Bezeichnet man für den Dipol AA' , das den Polabstand $2h$ hat, die Abstände vom Aufpunkt mit q_1 und q_2 ; so ist die Wirkung $c = c_1 \ln \frac{q_2}{q_1}$. Es sei $Z = d < h$ die Tiefe des Punktes, an dem die Konzentration gemessen wird, somit $q_1 = h - d$ und $q_2 = h + d$ und $c = c_1 [\ln(1 + d/h) - \ln(1 - d/h)]$. Das nächstfolgende Dipolpaar ist $A''A'''$ mit $q_3 = 3h - d$ und $q_4 = 3h + d$ und hat bei umgekehrter Polage den Abstand $6h$, also den dreifachen wie AA' . Das nächste Dipolpaar $A^{(4)}A^{(5)}$ hat den fünffachen Abstand von AA' und wieder die ursprüngliche (positive) Polage wie AA' usw.

Es ist für $x = fh$ der Abstand

$$q_{2n+1} = f^2 h^2 + [(2n+1)h - d]^2$$

und

$$q_{2n} = f^2 h^2 + [(2n+1)h + d]^2$$

und

$$\begin{aligned} \ln q_{2n}/q_{2n+1} &= \ln \left(1 - \frac{2d(2n+1)}{[f^2 + (2n+1)^2]h} + \frac{d^2}{[f^2 + (2n+1)^2]h^2} \right) \\ &\quad - \ln \left(1 + \frac{2d(2n+1)}{[f^2 + (2n+1)^2]h} + \frac{d^2}{[f^2 + (2n+1)^2]h^2} \right) \end{aligned}$$

Hier ist f eine beliebige positive, n eine ganze positive Zahl und $d < h$. Daher ist

$$\begin{aligned} c &= c_1 \ln \frac{q_2 q_4 q_6 \dots}{q_1 q_3 q_5 \dots} = c \frac{2d}{h} \left\{ \left(\frac{1}{f^2 + 1} - \frac{3}{f^2 + 9} + \frac{5}{f^2 + 25} - \frac{7}{f^2 + 49} + \dots \right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{d}{2h} \left(\frac{1}{f^2 + 1} - \frac{1}{f^2 + 9} + \frac{1}{f^2 + 25} + \dots \right) + \frac{d^2}{3h^2} \left(\frac{1}{(f^2 + 1)^3} - \frac{3^3}{(f^2 + 9)^3} + \dots \right) \right\}. \end{aligned}$$

Man braucht für die in Betracht kommenden Tiefen oft nur den ersten Klammerausdruck zu berücksichtigen. Dann ergibt sich z. B. für $f = 0$, $x = 0$ der

Wert $c_m = c_1 \frac{2d\pi}{h4}$. Dieser wird $= 1$ gesetzt. Dann wird für $x = 1h$ der

Wert von $c_{1h} = 0.403$; für $x = 2h$ ist $c_{2h} = 0.0876$; für $x = 3h$ ist $c_{3h} = 0.0215$.

So ist die Konzentration für jeden beliebigen Abstand x von dem Projektionspunkt des Quellpunktes auf der Erdoberfläche, an dem das Konzentrationsmaximum liegt, und für jede Tiefe d zu berechnen.

Die Formel zeigt, daß für Tiefen der Schürfb Bohrungen bis $0.1h$ die Konzentrationsdifferenz bis auf wenige Prozent proportional der Bohrtiefe sein sollte*). Die Messungen werden also um so genauer, je größer die Tiefe. Aus praktischen Gründen, damit der stationäre Zustand bald erreicht ist, wird der Durchmesser der Schürfb Bohrungen klein gewählt. Sperrt man den Raum zwischen

*) Hierbei ist die Konzentration c_0 an oder nahe (20 bis 50 cm) der Oberfläche der Erde abzuziehen [siehe S. 78, Anm. *)].

1.5 und 2 m ab, erhält man die doppelte Konzentration von der zwischen 0.70 und 1 m. Tiefe und Durchmesser sollten bei den Messungen konstant sein oder ihre Änderung ebenso berücksichtigt werden wie der Gang des Luftdrucks.

Für die sehr brauchbare Methode von Bogoiavlensky, der die durchdringende Strahlung der Derivate der Radiumemanation mißt, sollte wegen der relativ kleinen Durchdringungsfähigkeit dieser Strahlen dasselbe gelten*). Bei der Anwendung der Ionisationsmessung nach Elster und Geitel durch Ambronn-Lorenser erhält man angenähert den Mittelwert der Konzentration zwischen 0 und 1 m (bzw. mehr oder weniger, je nach der Bohrtiefe), ebenso bei der Anordnung des Verfassers, und zwar in beiden Fällen in relativ durchlässigem Gestein (Alluvium). Ist das Gestein an der Erdoberfläche dagegen nicht porös, so wird es je nach dem Durchmesser der Bohrung lange dauern, bis sich ein stationärer Zustand eingestellt hat. Die Formel ergibt weiter folgendes: Der Halbwert H des maximalen c_m liegt bei $x_1 = 0.76$, der Viertelwert V bei $x_2 = 1.34$, der Zehntelwert Z bei $x_3 = 1.90$. Es ist

$$x_1 - x_0 = d_m = 0.76; \quad x_2 - x_1 = d_h = 0.58; \quad x_3 - x_2 = d_r = 0.56.$$

Zur Bestimmung von h wird d_h oder d_r verwandt, wenn es genügend genau bekannt ist und sein Absolutwert nicht zu groß ist ($= 50$ m). d_h und d_r hängen von einer endlichen Breite der Quelle (Quellpunkt statt Linie in der Zeichenebene) viel weniger ab als d_m . Wenn z. B. $d_h = 20$ m ist, so ist maximal $h = 35$ m. Dieser Wert gibt den Maximalwert um so genauer, je kleiner der absolute Wert in m und je trockener das Gestein ist. Der wirkliche Wert ist, wie erwähnt, wegen der teilweisen Durchlässigkeit des den Gang oder die Verwerfung umgebenden Gesteins meist erheblich kleiner (bis $\frac{1}{5}$ des berechneten Wertes).

§ 3. Die einfachen Annahmen, die zu der Formel führen, bedürfen aber noch zweier Ergänzungen:

Im Gang selbst kann auch merkliche Diffusion stattfinden, z. B. in einer von lockerem Material ausgefüllten Verwerfungsspalte. Ein Quarzgang dagegen

*) Die Konzentration von Emanation und γ -Strahlung kann an der Oberfläche durch künstliche oder natürliche Verdichtung des Bodens, z. B. Straßen [siehe E. Link und R. Schober, Gas- und Wasserfach 69, Heft 12, S. 228 (vom 20. III. 1926)], erhöht werden, was stets zu beachten ist. Die Stärke der γ -Strahlung muß von der Atmung des porösen Bodens bei wachsendem Barometerstand geradeso abhängig sein wie die bei den anderen Verfahren gemessene Konzentration der Emanation. Nur direkt über festen eigenradioaktiven Gesteinen ist die Methode von Bogoiavlensky unabhängig davon, und da viel rascher auszuführen und geeigneter als die beiden anderen Verfahren nach Elster und Geitel. Wenn man die Eigenradioaktivität des Gesteins und seiner Beimengungen mißt, so kommt die Diffusion nach Erreichen des stationären Zustandes nicht in Frage, und daher ist die Bohrungstiefe (von etwa 1 m ab) gleichgültig. Die Anordnung des Verfassers erfordert weniger Apparatur als die Anordnung von Ambronn-Lorenser und die Messung damit ist sicherer als letztere, wenn die Gesteine kompakt und dabei bohrbar sind (Lehm, Salz, Alluvium usw.), auch dann, wenn sie stark wassergefüllt sind. — Wenn jedoch Wasser rasch das Bohrloch füllt und nicht weggedrückt werden kann, müßten neue Verfahren ausgearbeitet werden.

wird für die Emanation und für die Radiumderivate wenig durchlässig sein. — Wesentlich für den Konzentrationsverlauf an der Oberfläche ist vor allem aber die Größe der Durchlässigkeit des Gesteins zu beiden Seiten des Ganges oder der Verwerfung. Selten wird das Gestein ganz undurchlässig sein. Bei Schiefern tritt anisotrope Durchlässigkeit auf. — Es diffundiert daher die Emanation auch unterhalb des Ausgehenden, also unter den Alluvialschichten, in dem vom Gange durchsetzten Gestein nach allen Seiten. Die Durchlässigkeit des Nachbargesteins bedingt eine scheinbare starke Verbreiterung der in der Projektion zunächst linear gedachten Quellspalte und des Punktes *A*, und damit in den Schürfb Bohrungen eine verlangsamte Abnahme der Konzentrationskurve vom Maximum weg. Die Theorie dieses Vorganges, unter Berücksichtigung der Diffusion des Nebengesteins des Ganges, hat erst Bedeutung, wenn man eine Vorstellung von der Größe der Diffusionskonstanten*) in der Natur besitzt und damit den Zerfall berücksichtigen könnte. Wenn das den Gang umgebende Gestein ebenso durchlässig wäre wie die überlagernde Schicht, würde der Viertelwert schätzungsweise etwa auf der fünffachen Strecke erreicht werden oder die aus dem Abstand Halb- zu Viertelwert zu berechnende Tiefe ein Fünftel derjenigen sein, die für undurchlässiges Nebengestein gilt. Je nach dem Einfallen des Ganges und der Anisotropie der Diffusionskoeffizienten des umgebenden Gesteins (Schieferung und Einfallen des Gesteins) wird die Kurve außerdem unsymmetrisch. Letzteres weist also auf teilweise Durchlässigkeit des umgebenden festen Gesteins hin. Man weiß dann sicher, daß die Tiefe des Ausgehenden des Ganges kleiner ist als die nach der obigen Tabelle berechnete Maximaltiefe. Strömendes Grundwasser wird die Wirkungen erheblich verringern und das Maximum verschieben.

Häufig haben Verwerfung oder Gang Verzweigungen; diese geben sekundäre Maxima. Sind diese sekundären Streifen erhöhter Radioaktivität breiter, wenn auch schwächer als der Hauptstreifen, so bedeutet das, daß die sekundäre Spalte in dem teilweise durchlässigen Gestein tiefer als an der Grenzfläche gegen das Alluvium endet. Das der Spalte benachbarte Gestein ist oft von der Spalte aus radioaktiv durchtränkt worden.

Der Gang kann natürlich kein mathematischer Punkt sein, denn in diesem Falle müßte die Konzentration unendlich sein, er ist vielmehr in der Projektion als kleiner Kreis aufzufassen. — Man kann aus der hier abgeleiteten Formel (2), wenn *h* bestimmt und das maximale *c_m* an der Oberfläche in engster Schürfb Bohrung gemessen wird, das endliche *c'* der Emanation im Gange von endlicher Breite berechnen. Hierbei ist stationärer Zustand und gleichmäßige Diffusionskonstante vorausgesetzt. Dagegen ist die Diffusionskonstante selbst aus Konzentrationsmessungen im stationären Zustand nicht zu erhalten.

*) Wenn einmal der Gang der Zerstreuung in einem gut abgeschlossenen Bohrloch von genau bekannten Dimensionen, das zuerst gelüftet, dann abgeschlossen wird, an einem Tage mit wenig schwankendem Barometerstand zeitlich verfolgt wird, wird man sich ein Urteil über die Größenordnung der Diffusionskonstante bilden können.

Ist die Konzentration c_m unter dem Maximum $x = 0$ in der Tiefe d bestimmt, und hat der Gang die Breite $2\rho_0$, so ist in erster Näherung die Konzentration an der Oberfläche des Ganges

$$c' = c_m \frac{2h}{\pi d} \ln \frac{2h}{\rho_0} \cdot 0.64.$$

Falls das Radium primär aus Uran entsteht, wird seine Menge im Laufe der Jahrtausende sich nicht merklich ändern. Nur wenn im Gange Radium und kein Uran abgesetzt wäre, müßte in geologisch kurzen Zeiten eine Verarmung durch Zerfall eintreten. Ist die Tiefe größer als 50 m, oder ist das Alluvialgestein ganz wasserdurchtränkt, so ist eine weitere Korrektur zu beachten. Ist nämlich die Diffusionszeit groß, so nimmt wegen der begrenzten Lebensdauer der Emanation (3.8 Tage Halbwertszeit) die Konzentration rascher ab als berechnet. Die Tiefe erscheint dann zu klein. Dieser Fall scheint aber selten zu sein. — Bei großen Mächtigkeiten des Alluviums könnte die Diffusionszeit schon für den kürzesten Weg, den zum Maximum, etwa von der Größenordnung der Halbwertszeit sein. Das bedingt vom Maximumweg nach beiden Seiten einen rascheren Abfall der Konzentration, als der Theorie entspricht. Die Tiefe wird danach etwas zu klein gefunden, und zwar hängt das von der Diffusionskonstante ab. Diese wird um so größer, d. h. die Diffusion geht um so rascher vor sich, je trockener das Gestein ist. Demnach sind zwei noch nicht bekannte Größen, die Diffusionskonstante des Nebengesteins und die des überlagernden Alluviums von Einfluß; die Tiefenbestimmung nach der hier entwickelten Formel wird daher nur größenordnungsmäßig richtig sein können. Doch ist auch dies schon bei manchen Beobachtungen willkommen.

Dasselbe Problem wie für die Radiumemanation, aber vereinfacht infolge Wegfalls der Halbwertszeit, liegt vor, wenn andere Gase und Dämpfe, z. B. Kohlensäure, Kohlenwasserstoffe von einem Quellpunkt oder einer Spalte aus diffundieren. Diese Erscheinungen sind messend bisher kaum untersucht worden, obgleich das für CO_2 und CH_4 mit den heutigen analytischen und physikalischen Hilfsmitteln nicht schwer durchführbar ist und die gasförmigen Kohlenwasserstoffe für die Auffindung von Öl nützliche Anzeichen geben können.

§ 4. Ferd. Müller gibt einige Messungen an Orten, an denen das geologische Profil gut bekannt ist, wodurch die ersten Anwendungsmöglichkeiten für eine Theorie gegeben sind. Bei Kahla (Fig. 2, l. c.) zeigen die beiden Kurven sofort, daß nur ganz geringe Bedeckung in Frage kommt. Die Kurve links gibt, wenn 30 der Ordinate als Null genommen wird, und, was hier allein möglich ist, x_m und x_h zugrunde gelegt werden, als scheinbare Maximaltiefe 3 bis 5 m, die hier auch wegen des kleinen Diffusionsweges die richtige Maximaltiefe ist. Die wirkliche Tiefe ist aber, wie oben ausgeführt, wegen der Durchlässigkeit der beiderseits der Spalte anstehenden Gesteine kleiner. Nach freundlicher Mitteilung von Herrn Ferd. Müller liegen etwa 0.5 m Humus und Ackerkrume und etwa 1.5 m Verwitterungsdecke über den festen anstehen-

den Gesteinen (und demnach auch über der ungestörten, nicht aufgearbeiteten Spaltenablagerung). — An beiden Kurven bemerkt man Seitenmaxima, die auf sekundäre Parallelverwerfungen oder Verzweigungen an der Hauptverwerfung deuten. Außerdem zeigt der Hauptstreifen der einen Kurve (rechts) eine schwache Asymmetrie. Das s_m -Gestein wäre danach etwas durchlässiger als das s_0 -Gestein.

Die Fig. 3 (l. c.) zeigt außer dem Hauptmaximum eine Anzahl sekundärer Maxima, die auf Nebenspalten zurückzuführen sind. Die Asymmetrie ist deutlich; der linke Teil der Kurve ist breiter als der rechte. Danach sollte man annehmen, falls beiderseits der Spalte dasselbe Gestein ansteht, daß dies ein Schiefer ist, der nach rechts einfällt; denn dann ist dieser Schiefer nach oben links durchlässiger, weil physikalische Strömungsvorgänge im allgemeinen, also auch die Diffusion, in der Richtung der Schieferung leichter vor sich gehen als senkrecht dazu. — Da also das den Gang umgebende Gestein jedenfalls etwas durchlässig ist, muß die nach der einfachen Theorie berechnete Maximaltiefe des Ganges größer sein als die wirkliche Tiefe. Außerdem besitzt der Gang eine endliche Breite. Letztere wird sich in einer anderen Gestalt der Kurve, d. h. in einem erheblich anderen Verhältnis $d_m : d_h : d_v$ als dem theoretisch berechneten kundgeben. Es ist auf der rechten Kurvenseite $x_m : x_h$ etwa 2 : 1, während der theoretische Wert 1.3 : 1, also kleiner ist. Das ist meist der Fall und weist zum kleineren Teile auf Durchlässigkeit des den Gang seitlich umgebenden Gesteins und zum größeren Teil auf Durchtränkung des Nachbargesteins der Spalte mit radioaktiven Substanzen, die Emanation abgeben, oder auch auf breite Gangspalten. Zwischen letzteren Möglichkeiten kann man vorläufig nicht entscheiden. Die Maximaltiefe, die sich aus x_h (rechts) zu etwa 5 m ergibt, ist also sicher erheblich zu groß. Tatsächlich war die Überdeckung im Längsverlauf der Spalte 1.5 bis 3 m. In Fig. 4 (l. c.) scheint die Asymmetrie darauf zu deuten, daß das Gestein rechts (nach rechts fallender? devonischer Schiefer) nach oben weniger durchlässig ist als links. Es sind auch Nebenspalten da. Aus der Kurve für die diluviale Hauptspalte berechnet sich die maximale Tiefe aus x_h zu etwa 7 bis 8 m, aus x_v zu etwa 4 bis 5 m. Der spätere Gehängeschutt, der die Spalte verdeckt, ist bis etwa 5 m mächtig, was also größenordnungsmäßig mit dem berechneten Maximalwert stimmt.

Literatur.

¹⁾ Ferdinand Müller, Zeitschr. f. Geophys. 3, 330 (1927). Auch bezüglich der Literatur sei auf diese Abhandlung verwiesen.

Math.-Physik. Institut d. Universität Freiburg i. B., Februar 1928.

Zur Frage der regionalen, magnetischen Anomalien Deutschlands, insbesondere derjenigen Norddeutschlands.

Von H. Reich. — (Mit vier Abbildungen.)

Die hauptsächlichsten regionalen, magnetischen Anomalien Deutschlands werden aufgezeigt und ihre wahrscheinlichen geologischen Ursachen besprochen. Kräftige Störungen (besonders positive Anomalien) finden sich dort, wo ältere Gesteine zutage treten, überall in Gebieten mit Eruptivgesteinen oder kristallinen Schiefern. Die kräftigen positiven Anomalien des von Diluvium bedeckten Norddeutschlands sind sehr wahrscheinlich auf eben solche Gesteine im tieferen Untergrund zurückzuführen. Die Anordnung der vom Verfasser im einzelnen aufgenommenen positiven Anomalien, geologische Gründe und die Ergebnisse von Schweremessungen lassen kaum einen anderen Schluß zu. Negative Anomalien von großer Ausdehnung weisen demgegenüber auf Gebiete mit großen Sedimentmächtigkeiten hin: auf geosynklinale Räume mit Kohlen- und Salzlagerstätten.

Im Laufe der letzten fünf Jahre konnte ich im Auftrag der Preuß. Geolog. Landesanstalt mit der Schmidtschen Feldwaage nahezu 2000 Messungen der magnetischen Vertikalintensität auf 1360 Stationen in den verschiedensten Teilen des norddeutschen Flachlandes ausführen. Dadurch wurde es mir möglich, mir eine gute Vorstellung über die Verbreitung, Ausdehnung und Stärke der norddeutschen Anomalien zu bilden. Durch Vergleich mit anderen Anomalien, die von ähnlichen Ausmaßen sind und deren Ursachen bekannt sind, war es weiter möglich, auch bestimmte Schlüsse auf die Ursachen dieser Anomalien zu ziehen. Meine Ansichten hierüber habe ich in einigen Arbeiten¹⁾ der letzten Jahre niedergelegt und begründet, und dabei auch einen Teil des Messungsmaterials veröffentlicht. Der weitaus größte und beste Teil dieses Messungsmaterials soll erst nach Abschluß einiger noch nicht völlig durchgeführter Feldarbeiten gesammelt in den Abhandlungen der Preuß. Geolog. Landesanstalt herausgegeben werden. Es erscheint mir aber angebracht, schon bevor diese umfangreiche Veröffentlichung erscheinen kann, das wichtigste der gewonnenen Resultate bekanntzumachen. Eine kurze zusammenfassende Darstellung ist bereits in der Zeitschrift der Deutschen Geolog. Gesellschaft²⁾ gegeben worden, die hier erweitert und vertieft werden soll.

Als ein zunächst rein meßtechnisches Ergebnis hat sich herausgestellt, daß die Messungen der magnetischen Vermessung I. Ordnung von Preußen³⁾ ganz ausgezeichnete Horizontalintensitäts- (H) und Deklinationsbeobachtungen (D) geliefert haben. Die von A. Schmidt aus diesem Material abgeleiteten horizontalen Störungsvektoren passen vorzüglich zu den mit dem Schmidtschen Variometer ermittelten vertikalen Störungswerten. Nicht so gut wollen sich bisweilen die aus den Inklinationsbeobachtungen (J) und Horizontalintensitätsmessungen (H) errechneten Vertikalintensitätswerte (Z) und die daraus abgeleiteten vertikalen Störungswerte dem mit der Feldwaage erhaltenen Er-

gebnis einfügen. Das liegt an der ungenauen Bestimmung von J , auf die Schmidt⁴⁾ ausdrücklich hinweist. Daher verdienen im Zweifelsfalle die Messungen mit der Feldwage durchaus den Vorzug vor diesen Z -Werten, wie das unter anderem durch die Nachprüfung von J auf der Station I. Ordnung Wittstock⁵⁾ erhärtet wird. Dieselbe geschah auf meine Anregung, da ich dort mit der Feldwage die angegebenen hohen Störungswerte nicht auffinden konnte. Ich habe daher bei dem Entwurf der beigegebenen Karten nur dort, wo Variometerbeobachtungen fehlen, die Z -Werte der Vermessung I. Ordnung mit zur Konstruktion der Isanomalien herangezogen, und weiter an den Stellen, an denen nach Anordnung und Größe der horizontalen Störungsvektoren die mitgeteilten Z -Störungswerte sehr unwahrscheinlich erschienen, dieselben nur bedingt verwendet und mit Fragezeichen versehen.

Die in den Karten mitgeteilten Störungswerte in Z geben die Abweichungen der gemessenen Werte von dem durch A. Schmidt berechneten magnetischen Normalfeld von Norddeutschland an. Dabei wurden für die Bestimmung des Normalfeldes der einzelnen Gebiete der Einfachheit halber lineare Formeln verwendet, wie das z. B. Schering und Nippoldt⁶⁾ ähnlich bei der magnetischen Vermessung von Hessen gemacht haben. Es wurde dabei vorausgesetzt, daß das Störungsfeld in den letzten 30 Jahren keinen wesentlichen säkularen Änderungen unterworfen war, was theoretisch durchaus zulässig erscheint.

Um die magnetischen Störungen des norddeutschen Flachlandes richtig zu würdigen, ist es zunächst angebracht, einen Überblick über die Verteilung der magnetischen Störungswerte im ganzen Gebiet der preußischen Vermessung und der an sie anschließenden Länderteile zu gewinnen. Eine sehr gute Übersicht über das ganze in Frage kommende Gebiet gewährt z. B. die Haussmannsche⁷⁾ Deklinationskarte von Deutschland oder das Kärtchen der horizontalen Störungsvektoren von A. Schmidt⁸⁾. Auf diesen Karten sehen wir, daß auf die gut umschriebenen und geologisch leicht zu deutenden Anomalien Süd- und Mitteldeutschlands ein Gebiet folgt, in dem nur relativ geringe Störungswerte erscheinen. Dieses Gebiet umfaßt etwa die Provinzen Westfalen, Hannover, Brandenburg (ohne die Prienitz), Posen und Schlesien mit Ausnahme des Berglandes der Sudeten. Auf dieses nur schwach gestörte Gebiet folgt ein mittelstark gestörtes Gebiet, das sich in seinem deutschen Anteil durch Schleswig-Holstein, Mecklenburg und Pommern mit Ausnahme des östlichen Hinterpommern erstreckt: Das ist das Gebiet der sogenannten Pompeckjschen Schwelle mit ausgedehnten und ausgesprochenen Anomalien, die aber in Z im allgemeinen Störungswerte von mehr als $+200\gamma$ nicht aufweisen und deren H -Störungswerte ebenfalls 100γ nicht wesentlich übersteigen. Östlich dieses Gebietes liegt das ganz ausgesprochene Störungsfeld von Hinterpommern, Westpreußen und Ostpreußen. Hier kommen besonders in Ostpreußen Störungswerte von mehr als 1000γ in Z gar nicht selten vor, und Störungen von einigen 100γ sind sogar fast die Regel. Von entsprechender Größenord-

nung sind auch die horizontalen Störungswerte. Ein Blick auf das beigegebene Kärtchen (Fig. 1), in dem die Gebiete mit horizontalen Störungswerten von mehr als 100γ nach A. Schmidt, K. Schering, A. Nippoldt und O. Göllnitz⁹⁾ quer schraffiert sind, zeigt sehr schön die ungefähre Abgrenzung dieser drei in ihrem magnetischen Verhalten grundsätzlich verschiedenen Gebiete von Nord- und Mitteldeutschland.

Man kann gegen die Verwendung der Haussmannschen Karte zu diesen Betrachtungen einwenden, daß bei dem sehr verschiedenen Stationsabstand auch die Genauigkeit der Karte sehr unregelmäßig ausgefallen ist. Dadurch wäre die Möglichkeit gegeben, daß einerseits größere Störungsgebiete unberücksichtigt

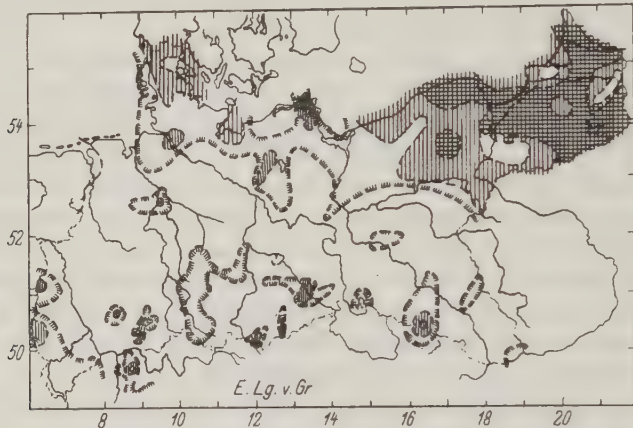





Fig. 1. Verteilung der horizontalen Störungswerte in Nord- und Mitteldeutschland nach den magnetischen Landesaufnahmen von Preußen, Sachsen und Hessen.

-  Gebiete mit Störungswerten von mehr als 50γ ,
-  " " " " " " 100γ ,
-  " " " " " " 200γ .

geblieben sind, andererseits die genauer vermessenen Gebiete einen relativ stark gestörten Eindruck erwecken, während sie sich in Wirklichkeit kaum von ihrer Nachbarschaft unterscheiden. Dieser Einwand ist aber meines Erachtens nur so weit berechtigt, als es sich um die Kenntnis lokaler Anomalien handelt. Ich habe bei meinen Messungsreisen durchaus den Eindruck gewonnen, daß selbst bei der weitmaschigsten der vorhandenen Landesaufnahmen, nämlich der preußischen, größere regionale Anomalien nirgends verborgen geblieben sind. Allerdings drücken sie sich in Z nicht so gut aus wie etwa in den D - und H -Messungen. Das ist auch der Grund, weshalb ich für diese Betrachtungen der Haussmannschen D -Karte den Vorzug vor der neuen Nippoldtschen¹⁰⁾ Europa-Störungskarte gebe. Diese letztere Karte, deren große Bedeutung geologisch-tektonische Betrachtungen nicht genug betont werden kann, verfolgt letzten Endes andere Ziele. Sie will uns die magnetischen Groß-

formen Europas zeigen. Sie verzichtet daher bewußt auf Einzelheiten, was durch die Zusammenziehung von Stationen eines bestimmten Areals erreicht wird. Die Darstellung einzelner Länder in ihren Einzelheiten hat sich Nippoldt ausdrücklich für spätere Publikationen vorbehalten. Es darf uns unter diesen Umständen nicht wundernehmen, wenn z. B. Bornholm in der Nippoldtschen Karte mit einem negativen Störungswert versehen ist, während es in Wirklichkeit positiv gestört ist. Nippoldt will hier nicht den stark gestörten Zustand dieser Scholle zum Ausdruck bringen, sondern den der ganzen Umgebung dieser Insel. Die Nippoldtsche Karte bildet also die ganz großen tektonischen Einheiten ab, wobei Einzelwirkungen selbst relativ großer Massive wie etwa die Bornholms verschwinden.

Wenn wir uns zunächst mit den Anomalien im südlichen Teile des Deutschen Reiches an der Hand der Haussmannschen Karte näher vertraut machen, so sehen wir, daß sich für jede ausgedehntere Anomalie sehr gut die zugehörige Störungsursache als ein bekannter, wohlumschriebener und wohldefinierter geologischer Körper ermitteln läßt. In Süddeutschland, südlich des Mains, sind die Hauptstörungen im Gebiet des bayrisch-böhmischen Grenzgebirges, des kristallinen Odenwaldes, in der Pfalz und im Kaiserstuhl. Es fällt nicht schwer, hier als Ursache die kristallinen Tiefengesteine einerseits und jüngere und ältere Ergußgesteine andererseits zu erkennen. Wenn die Massive des Schwarzwalds weniger in Erscheinung treten, so liegt das daran, daß hier Massive basischer Gesteine, wie wir sie etwa in den Gesteinen bei Frankenstein im Odenwald finden, fehlen. Noch nicht erklärt ist hiermit allerdings eine Anomalie, die nördlich der Donau, etwa von Ulm an, in der Richtung dieses Stromes bis nach Regensburg sich hinzieht. Diese Anomalie wurde in größerem Umfang ausgezeichneterweise von K. Haussmann¹¹⁾ untersucht. Sie wird von geologischer Seite¹²⁾ zum Teil wenigstens in Beziehung zu den vulkanischen Erscheinungen des Rieses gesetzt. Diese Deutung scheint mir verfehlt. Die geförderten Eruptiva sind an Masse viel zu gering, um eine einigermaßen erkennbare Wirkung hervorzubringen, und für die Annahme eines Lakkolithen von dieser gewaltigen Ausdehnung in relativ geringer Tiefe fehlt jeder plausible Grund. Diese magnetischen Anomalien müssen im Zusammenhang betrachtet werden und dürfen nicht mit Erscheinungen verknüpft werden, die nur in einem kleinen Teile ihrer Gesamtverbreitung auftreten. Es ist wohl kein Zweifel, daß durch die gewaltige Explosion im Ries und ebenso durch die im Steinheimer Becken die magnetischen Anomalien gewisse Veränderungen erfahren haben, ihre primäre Ursache sind aber diese vulkanischen Erscheinungen und die dabei aufgestiegenen Eruptiva sicher nicht. Das sieht man schon aus der Anordnung der magnetischen Störungen, die sich nicht um diese Eruptionspunkte konzentrieren, sondern ganz unabhängig von ihnen in ausgesprochen erzgebirgischen Streichen verlaufen. Für mich steht es vielmehr fest, daß wir in diesen magnetischen Anomalien die Wirkung des vindelizischen Gebirges sehen oder vielmehr eines

Teiles des vindelizischen Landes im Sinne Pfeiffers^{12a)}, dessen Reste wir hier und in diesem Streichen im Untergrund annehmen müssen. Daß das vindelizische Gebirge dort Gesteine führt, wie wir sie für eine so kräftige magnetische Wirkung fordern müssen, wissen wir unter anderem durch die von R. Löffler, Th. Schnell und A. Bentz¹³⁾ angegebenen Diorite, Gabbros und Amphibolite, die bei der Riesexplosion gefördert wurden. Die Sachlage ist also so: Wir sind aus den verschiedensten geologischen Gründen gezwungen anzunehmen, daß hier ein alter Rücken, der sich aus kristallinen, zum Teil sicher kräftig magnetischen Gesteinen aufbaut, unter relativ geringer Sedimentdecke verborgen liegt. Was liegt näher, als von ihm eine ähnliche Wirkung zu erwarten, als von dem ganz ähnlich zusammengesetzten bayrisch-böhmischen Grenzgebirge?

Gehen wir weiter nach Mitteldeutschland, so finden wir von Westen nach Osten folgende magnetische Störungsgebiete: Zuerst das Gebiet nördlich und südlich von Aachen, dessen Störungen auf das Massiv von Stavelot bzw. die Fortsetzung des Brabanter Massivs zurückzuführen sind; dann die kräftigen Anomalien von Vogelsberg und Rhön, deren Ursachen die Basalte dieser Höhen sind; ferner die Anomalien um den Harz und den Kyffhäuser, die sicher mit den Eruptivgesteinen dieser Gebirge zusammenhängen; und schließlich den Kranz von Anomalien, der sich vom Vogtland nach der Lausitz hinzieht und dann in sudetischer Richtung abbiegt. Auch in diesem letzten Falle lassen sich die einzelnen Störungsgebiete entweder durch die Vorkommen alter oder junger Eruptiva erklären oder durch kristalline Schiefer von der Art der Amphibolite der metamorphen Zone von Kupferberg¹⁴⁾.

Nun folgt das norddeutsche Flachland, das uns hier näher beschäftigen soll. Die Haussmannsche Karte zeigt hier zunächst in einem Streifen, der von Münster-Bremen über Magdeburg-Berlin nach Breslau-Posen zieht, keine nennenswerten Abweichungen. Ebenso weisen die horizontalen Störungsvektoren des Störungskärtchens von A. Schmidt¹⁵⁾ hier nur bescheidene Werte auf und sind oft nahezu gleich Null. Auch sonst sind in diesem Gebiete erheblichere Anomalien nicht bekannt geworden, lediglich im Verlauf der Piesbergachse, des Flechtinger Höhenzuges und der Lausitz sind im Bereich der dort nachgewiesenen Schwerstörungen wohl auch regionale positive magnetische Störungen zu vermuten, die sich schon im Bilde der Vermessung I. Ordnung anzudeuten scheinen, aber nicht sehr erheblich zu sein brauchen. Kleinere begrenzte Störungsgebiete haben wir sowohl nach der Schmidtschen wie nach der Haussmannschen Karte sonst noch bei Nienburg an der Weser und an der Emsmündung nahe der holländischen Grenze anzunehmen. Doch kann man über deren mögliche Ursachen schwer etwas Positives aussagen.

Wir kommen nun zur Besprechung des mittelstark gestörten Teiles von Norddeutschland, zu dem vor allem die Anomalien im Bereich der

Pompeckjschen Schwelle gehören. Diese habe ich nun zum Teil mit der Schmidtschen Feldwage näher untersucht. Als Beispiel für die Anordnung und Dichte der Meßpunkte sind die von mir 1926/27 ausgeführten Messungen in Schleswig-Holstein in einer Karte beigegeben (Fig. 2). Ebenso bearbeitet wurde das Störungsgebiet südlich von Pritzwalk, und augenblicklich ist Herr Prof. Schuh damit beschäftigt, das große Störungsgebiet zwischen Schwerin und Lübeck näher zu vermessen, so daß wir bald eine zusammenhängende, relativ



Fig. 2. Karte von Schleswig-Holstein.

genaue Kenntnis dieses ganzen Störungszuges besitzen werden. Dieser Zug ist in seiner Gesamtheit ausgesprochen sudetisch angeordnet, wird aber verschiedentlich durch Minima unterbrochen. Dadurch entstehen einzelne in sich abgegrenzte positive magnetische Störungsgebiete, die ich Massive genannt habe. Ich unterscheide von Nordwesten nach Südosten folgende Massive (siehe Fig. 3): 1. Das Sylter Massiv, das das Gebiet der Insel Sylt mit Ausnahme ihres südlichsten Teiles umfaßt. Dieses Massiv wird im Süden von sudetisch, im Osten von Nord-Süd also rheinisch angeordneten Isanomalien begrenzt. Sein höchster Störungswert beträgt $+123 \gamma$. Es folgt 2. das Husumer Massiv

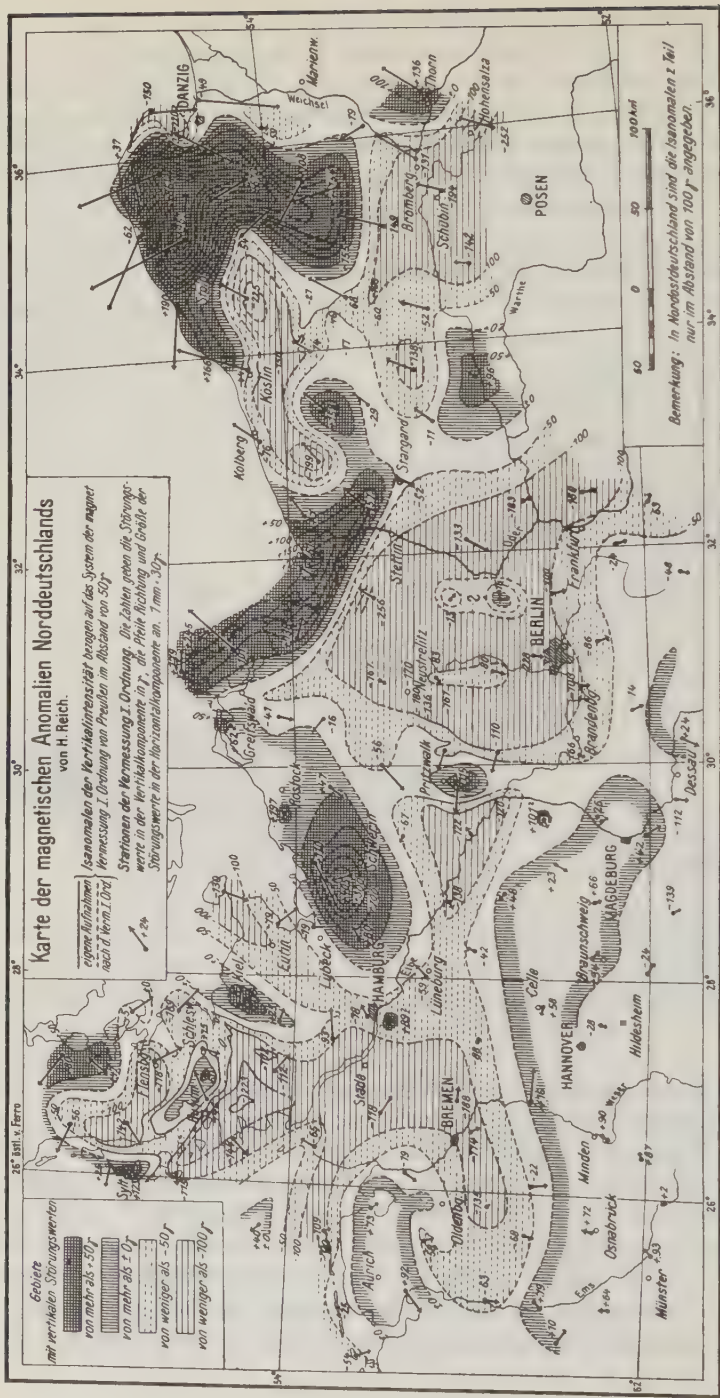


Fig. 3. Karte von Norddeutschland.

nordöstlich von Husum. Dasselbe erstreckt sich in ausgesprochen sudetischer Richtung. Die Begrenzungslinien im Osten und Westen scheinen erzgebirgisch zu verlaufen. Die maximalen positiven Störungswerte sind hier etwas geringer mit $+60\gamma$, dafür sinken die Werte aber auch in der Umgebung des Maximums noch tiefer, so daß hier ebenso wie bei Sylt eine ungefähre Störungsamplitude von 250γ besteht. Diese ist von der gleichen Größenordnung bei dem 3. Massiv, dem Kieler Massiv, als dessen höchster Störungswert $+115\gamma$ gemessen wurde. Die Umgrenzung dieses Massivs ist ebenso ausgesprochen rheinisch, wie die des Husumer Massivs sudetisch ist. Nun kommt das 4., das Schweriner Massiv, über das bisher nichts Näheres bekannt ist. Die horizontalen Störungsvektoren weisen ebenso wie die Isanomalen, die nach den Stationen I. Ordnung konstruiert sind, auf teils sudetische, teils erzgebirgische Umgrenzung derselben hin. Bestätigt wird das durch die Schuhschen¹⁶⁾ Aufnahmen im Süden dieses Gebietes, wo er ganz die gleichen Richtungen in den Isanomalen seines allerdings nicht sehr ausgedehnten Messungsgebietes fand. Im übrigen wird man hier die Ergebnisse seiner weiteren Arbeiten abwarten müssen. Einer mündlichen Mitteilung zufolge ist der höchste positive Störungswert wesentlich geringer als der auf Station Gottmannsförde der Vermessung I. Ordnung mit $+405\gamma$ angegebene. Man wird wohl nicht fehl gehen, wenn man hier eine ähnliche Störungsamplitude — also etwa 250γ — erwartet wie bei den anderen „Massiven“, denn das 5. und letzte Pritzwalker Massiv verhält sich in dieser Beziehung wieder ganz so wie die ersten drei Massive, indem es als höchsten positiven Störungswert $+115\gamma$ aufweist und damit auch wieder eine Störungsamplitude von nahezu 250γ erreicht.

Mit diesen fünf Massiven sind die positiven Störungsgebiete in diesem Teile Norddeutschlands keineswegs erschöpft. Die Vermessung I. Ordnung und dänische Messungen zeigen vielmehr, daß im Gebiet des Kleinen Belt und nach Nordwesten fortschreitend auf Jütland erhebliche positive Anomalien bestehen, desgleichen sind solche recht kräftige Anomalien auf der Insel Rügen und weiter nach Südosten bis an die Odermündung (Usedom und Wollin) bekannt. Diese scheinen einem zweiten vielleicht noch ausgedehnteren Anomalienzug anzugehören, der dem zuerst beschriebenen parallel läuft.

Beide Züge sind durch auffallend hohe positive Schwerkräftenanomalien ausgezeichnet, deren Umgrenzung, wo nähere Untersuchungen vorliegen, zum Teil sehr genau mit den magnetischen Anomalien übereinstimmen.

Die Ursache dieser Anomalien dürfte nicht allzu schwer zu finden sein: Von geologischer Seite, so besonders von Pompeckj¹⁷⁾, wird — ganz analog zu dem unterirdischen vindelizischen Gebirge in Süddeutschland — an dieser Stelle und in dieser Richtung das Vorhandensein eines alten kristallinen Gebirges gefordert, das auch nach seiner Abtragung in der geologischen Geschichte des Präkambriums bis zum Diluvium hinein seine Wirkung geltend machte. Schon im Kambrium trennte es nach Pompeckj Meeresbecken mit verschiedenen

Faunen. Im Kulm war es nach Born¹⁸⁾ mit Lieferant der kristallinen Kulmgerölle als Teil des sogenannten atlantischen Kontinents. Weiter verrät es im Jura als Hochgebiet seine Anwesenheit. In der Kreide (Lüneburg) und im Tertiär (Sylt) liefert es wahrscheinlich wieder Gerölle, ist also erneut der Abtragung ausgesetzt. Schließlich dürfte ihm die diluvial verfrachtete Devon-scholle von Schobüll bei Husum, die Haack¹⁹⁾ bearbeitet hat, angehört haben, so daß wir sogar noch für die Diluvialzeit einen Zeugen seines Vorhandenseins haben. Dieses uralte Gebirge, das natürlich in der Hauptsache aus kristallinen Gesteinen aufgebaut war — seine Gerölle beweisen das —, dürfte wie alle ähnlichen Gebirge Fennoskandiens Züge, Stöcke und Massive magnetischer Gesteine führen, und diese sind die Ursache der magnetischen Anomalien. Es ist also nicht gesagt, daß die Gebiete stärkster magnetischer Störung mit den am höchsten heraushragenden Teilen dieses Gebirges ident sind; die letzteren könnten ebensogut aus weniger stark magnetischen Gesteinen bestehen. Trotzdem besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, daß die magnetischen Maxima auch tatsächliche Hochgebiete des alten Gebirges darstellen, da einmal basische Gesteine besonders widerstandsfähig sind, also die prädestinierten Hochgebiete darstellen, und andererseits die Grenzen der Massive augenscheinlich zum Teil wenigstens von Bruchlinien gebildet werden, die höher gelegene Teile gegen abgesunkene abgrenzen. Anders lassen sich die häufig sehr geradlinig verlaufenden Grenzlinien kaum erklären.

Wenn wir nun weiter fragen, welche Gesteine kräftige magnetische Wirkungen hervorbringen, um diese magnetischen Maxima zu erzeugen, so müssen bei der großen Ausdehnung der einzelnen Massive Magnetitlagerstätten und basische Ergußgesteine ausscheiden, da diese zwar sehr kräftige, aber lokal stark wechselnde Anomalien hervorrufen, während es ja gerade das Bezeichnende dieser norddeutschen Anomalien ist, daß sie sehr gleichmäßige Zu- und Abnahme der Vertikalintensität auf große Entfernungen zeigen. Es muß sich vielmehr um ungleich größere, einheitlich magnetisierte geologische Körper handeln. Solche kennen wir z. B. in dem Granitmassiv von Bornholm und ebenso in dem der Lausitz. Nicht jeder Granit ist magnetisch; wie die Untersuchungen G. Meyers²⁰⁾ im Riesengebirge und eigene Aufnahmen im Harz zeigten, ist sowohl der Riesengebirgsgranit wie der Ramberggranit unmagnetisch. Auch der Brockengranit scheint bis auf seine Randfazies sehr schwach magnetisiert zu sein. Alle diese letzteren Granite sind ausgesprochen sauer und eisenarm. Die Lausitzer Granite und Syenite sowohl wie die Bornholmer Granite sind im Durchschnitt wesentlich eisenreicher, wie aus dem Vergleich zahlreicher Analysen hervorgeht. Göllnitz²¹⁾ hat in Sachsen eine sehr kräftige, 300 γ übersteigende positive Anomalie über dem Lausitzer Granitmassiv festgestellt, und Paulsen²²⁾, der die Insel Bornholm magnetisch untersuchte, hat dort noch viel kräftigere positive Störungswerte in Z. gemessen. Allerdings sind diese letzteren nur mit Vorsicht zu verwenden, denn während die horizontalen Störungsvektoren ganz eindeutig auf die Granite Bornholms

als die störende Ursache dieser Insel hinweisen, wechseln die Z -Störungswerte auf kurze Entfernung ihre Vorzeichen. Wahrscheinlich wird der Grund dafür nicht in einer so unregelmäßigen Verteilung des Magnetismus zu suchen sein, sondern in der ungenügend genauen Bestimmung von J (siehe die deutsche Vermessung I. Ordnung): Eine Ergänzung der sicher vorzüglichen H - und D -Messungen durch Z -Messungen mit der Feldwage wäre im Interesse der Aufklärung der norddeutschen Anomalien daher sehr zu wünschen. Hoffentlich entschließt man sich in Dänemark, wo auch sonst sehr interessante magnetische Probleme vorliegen, recht bald zu einer solchen, ja nicht sehr kostspieligen

Nachprüfung. Immerhin geht auch aus den Z -Werten von Bornholm hervor, daß das herausgehobene Granitmassiv der Insel der Sitz einer kräftigen positiven magnetischen Störung ist. Es kommen also als Ursache für die Anomalien der Pompeckjschen Schwelle einmal Granite in Frage. Es können aber selbstverständlich auch basischere Gesteine, wie Syenite, Diorite oder Gabbros die Ursache sein. Hier ist aber wieder zu bedenken, daß die Massivs dieser Gesteine, je basischer sie sind, um so seltener in der zu fordernden Gleichmäßigkeit die Größe von einzelnen dieser Massivs erreichen, und darum auch kaum eine so regelmäßige, gleich große Störungsamplitude hervorrufen würden, wie sie alle diese Störungsgebiete be-

sitzen. Dieser Umstand ist es auch, der mich veranlaßt, etwa Amphibolite, Serpentine und ähnliche metamorphe Gesteine, die sonst sehr kräftige magnetische Wirkungen verursachen können [Beispiel: Amphibolitzone von Kupferberg im Riesengebirge und die Serpentine des Zobten²³], zur Erklärung der Anomalien der Pompeckjschen Schwelle heranzuziehen. Es erscheint mir vielmehr am wahrscheinlichsten, daß in Analogie mit den präkambrischen Graniten von Bornholm auch in der Priegnitz, in Mecklenburg und in Schleswig-Holstein, ebenso wie auf Rügen, am Kleinen Belt und in Jütland präkambrische Granite die Ursache der ausgedehnten positiven magnetischen Anomalien sind. Dieser Analogieschluß wird weiter dadurch gestützt, daß Bornholm ebenso wie zum mindesten große Teile der norddeutschen Massivs ein recht erhebliches Schwere-Plus besitzt.

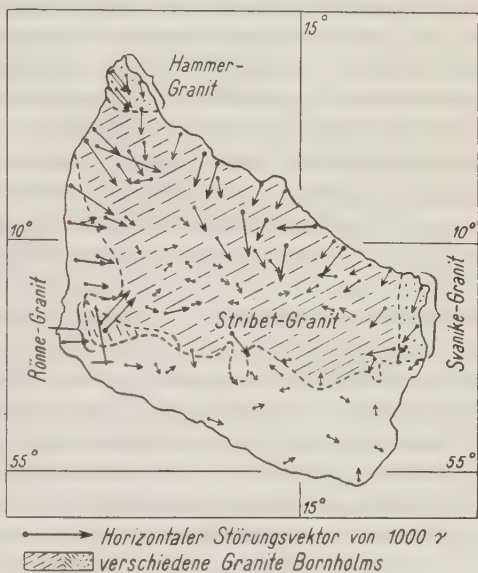


Fig. 4. Horizontalkomponente des Störungsfeldes von Bornholm (nach A. Paulsen.)

Von ähnlicher Ausdehnung und von ähnlicher Stärke dürften die magnetischen Störungen des sich nun an die vorpommerschen Störungen anschließenden Teiles von Hinterpommern sein. Für nähere Erörterungen reichen die wenigen Messungen nicht aus. Man kann nur sagen, daß sich in der Gegend von Schivelbein ein Maximum andeutet, das auch durch einen relativ hohen Schwerewert dort belegt ist.

Schon in diesen Gebieten kündigt sich in der Richtung der horizontalen Störungsvektoren, die ganz übereinstimmend nach Nordosten weisen, die Nähe eines großen, besonders stark magnetisch gestörten Körpers an. Östlich der Linie Köslin—Bromberg wird dann auch der Charakter der magnetischen Störungen ein ganz anderer, von dem Verhalten des ganzen übrigen Deutschlands grundsätzlich verschiedener. Während sonst horizontale Störungsvektoren von über 100γ selten sind, werden sie hier die Regel. Störungen in Z von über $+500\gamma$, die sonst in ganz Norddeutschland nicht vorkommen und im übrigen Deutschland auf lokale Anomalien im unmittelbaren Ausgehenden stark magnetischer Gesteine beschränkt sind, sind hier relativ häufig und nehmen verhältnismäßig große Flächen ein. Am besten unterrichtet man sich über die dortigen magnetischen Störungen an Hand der D -Störungskarte von A. Schmidt²⁴⁾. Außerdem liegen Detailuntersuchungen mit der Feldwage von Nippoldt²⁵⁾ bei Königsberg, von Errulat²⁶⁾ und Teichert²⁷⁾ im Samland, von Kohl²⁸⁾ bei Pillkallen und von Tiedemann²⁹⁾ bei Königsberg vor, dazu kommen noch unveröffentlichte Arbeiten von Errulat bei Pillkallen und im Danziger Staatsgebiet. Eine detaillierte Darstellung in Z des großen Gebietes erlauben diese Daten noch nicht. Ich habe mich daher darauf beschränkt, in Fig. 3 nur einen Teil dieses Störungsgebietes in Hinterpommern noch mit darzustellen. Wenn diese großen Störungen anfänglich auch zum Teil eine andere Deutung erfahren haben, so bin ich jetzt mit sämtlichen der angegebenen Autoren darüber einig, daß die von mir, ebenso wie von A. Schmidt von Anfang an vertretene Ansicht richtig ist, nämlich, daß die magnetischen Störungen des deutschen Ostens ihren Sitz im kristallinen Untergrund haben und nicht durch oberflächennahe Schichten verursacht sind. Es kommen hier zum Teil ähnliche Störungskörper in Frage, wie ich sie zur Deutung der westlicher gelegenen Massive herangezogen habe. Für die besonders kräftigen und ausgeprägten Störungen reichen aber solche Eruptivmassive nicht aus. Wir müssen auch hier weiter gehen und diese Anomalien im großen Rahmen ihrer weiteren, ja weitesten Umgebung zu verstehen suchen. Schon Nippoldt³⁰⁾ hat darauf hingewiesen, daß trotz der großen Entfernung und des Intensitätsunterschiedes gewisse Beziehungen zu den Kursker Anomalien bestehen. Diese Beziehungen werden noch deutlicher durch die Nippoldtsche³¹⁾ Europakarte. Danach gehören die ostpreußischen Anomalien zu den zahlreichen auf dem russisch-baltischen Schilde (Fenno-Sarmatien) besonders in dessen Umrandung bekannt gewordenen Anomalien.

Leider ist die regionale magnetische Erforschung des ganzen in Frage kommenden Gebietes noch nicht so weit fortgeschritten, um einen Überblick

über die Ausdehnung und Lage der dort vorhandenen Anomalien zu bekommen. Immerhin geben die finnische magnetische Aufnahme sowie die von Südschweden gewisse Fingerzeige. Es ist beachtenswert, daß die dort gefundenen Störungswerte nicht wesentlich größer sind als die ostpreußischen, obwohl hier die kristallinen Gesteine Ureuropas, die wir ebenso im Untergrund von Hinterpommern, Westpreußen und Ostpreußen vermuten müssen, zu Tage ausgehen, während sie dort, wie die Heilsberger Bohrung beweist, mindestens von vielen 100 m mächtigen Sedimenten bedeckt sind. Das scheint mir beweisend dafür zu sein, daß wir im Untergrund von Ostpreußen mit besonders magnetitreichen metamorphen Gesteinen zu rechnen haben. Die Deklinationskarte von A. Schmidt scheint bereits mit Sicherheit zu zeigen, daß wir in Ost- und Westpreußen nicht nur mit breiten Störungskörpern nach Art der Massive des westlichen Norddeutschlands zu rechnen haben, sondern auch mit relativ schmalen Zügen. Man kann daher vermuten, daß hier neben Tiefengesteinsmassiven kristalline Schiefer in mehr oder weniger steil aufgerichteten Zügen die magnetischen Störungen hervorrufen. Solche kristallinen Schiefer fand man bekanntlich im (Gouvernement Kursk³²) als die Ursache der dortigen weltbekannten Anomalien. Dabei möchte ich allerdings ausdrücklich bemerken, daß mir die relativ eisenarmen dort erbohrten Magnetitquarzite keineswegs für eine völlige Erklärung dieser einzig dastehenden magnetischen Anomalien hinreichend zu sein scheinen. Man halte sich doch vor Augen, daß die direkt über dem Ausgehenden der gewaltigen Magnetitlagerstätte von Kirunavara gemessenen Störungswerte nicht wesentlich höher sind, als die bei Schtschigry im Gouvernement Kursk in einem Abstand von etwa 150 m vom möglichen Ausgehenden der dortigen Magnetitlagerstätte gemessenen Anomalien. Solche ähnlichen kristallinen Schiefer wie bei Kursk, deren Magnetitgehalt örtlich bis zu eigentlichen Magnetitlagerstätten steigen kann, halte ich für die Ursachen eines Teiles der magnetischen Anomalien des östlichen Deutschlands.

Wir dürfen uns dabei den tiefen Untergrund des deutschen Ostens durchaus nicht so eben vorstellen, wie man das etwa auf Grund des Ausdrucks „russische Tafel“ vermuten könnte. Wenn auch in der Kreidebedeckung nur relativ geringe Verwerfungen nachgewiesen sind, die sich kaum viel magnetisch bemerkbar machen dürften, so haben die älteren Schichten des Archaikums und vielleicht auch des Paläozoikums sicher zum Teil ein sehr bewegtes Relief und kommen daher in sehr verschieden tiefe Lage gegenüber der Erdoberfläche. Wieweit dabei tektonische Störungen und wieweit ungleichmäßige Abtragung eine Rolle spielen, soll hier nicht untersucht werden. Die Verhältnisse von Bornholm einerseits, von Kursk andererseits reden in dieser Beziehung eine sehr eindeutige Sprache. Es ist möglich, daß gerade die stark magnetisierten Gesteine wie bei Schtschigry unterirdische Höhenzüge bilden, weil sie relativ widerstandsfähig gegenüber den abtragenden Kräften sind.

Daß aber auch namentlich am Rande des kristallinen „Ureuropa“ Brüche eine große Rolle spielen, zeigten mir eigene Untersuchungen längs der Linie

Bromberg—Köslin (Tornquistische Linie). Bei Köslin sowohl wie bei Schlochau konnte ich die erwartete starke Zunahme von Z einwandfrei feststellen. Dazwischen im Gebiet von Bublitze-Neustettin blieb sie aus. Die Tornquistische Linie scheint hier unterbrochen und an etwa ostwestlich streichenden Störungen erheblich nach Osten bis östlich Rummelsburg verlegt zu sein. Hinterpommern stellt sich also sehr wahrscheinlich als ein ähnliches Schollenland heraus, wie wir es in Bornholm und Schonen tatsächlich vor uns sehen. Das haben übrigens Deecke³³⁾ und v. Bülow³⁴⁾ auch schon auf Grund anderer Überlegungen vermutet. Ähnliche Einbrüche in der kristallinen Unterlage wie bei Bublitze vermute ich nach der Vermessung I. Ordnung in der Gegend von Danzig und vielleicht auch im westlichen Samland, das sich als relativ ungestört gegen das übrige Ostpreußen abhebt.

Praktisch geologisch interessiert besonders die Tiefenlage der einzelnen störenden Massen in den verschiedenen Teilen Norddeutschlands. Die im allgemeinen wenig differenzierte Gestalt der meisten Anomalien läßt für alle diese Gebiete recht erhebliche Tiefen*) vermuten; es sei denn, daß sich für die noch nicht näher untersuchten Gebiete zum Teil ein anderes Verhalten ergibt. Seismische Untersuchungen über einem der oben beschriebenen Massive ergaben als Mindesttiefe kristalliner Gesteine 600 m, im deutschen Osten dürften die Tiefen der wirklichen Gesteine jedenfalls noch erheblich größer sein. Das ist schon aus geologischen Gründen anzunehmen, und Herr Geheimrat A. Schmidt teilte mir mündlich mit, daß er ebenfalls aus physikalischen Gründen Tiefen von etwa 1000 bis 2000 m für wahrscheinlich hält, wobei es allerdings nicht ausgeschlossen sei (s. Kursk!), daß lokale Aufragungen vorkommen. Wenn es somit im allgemeinen als ausgeschlossen gelten kann, daß man ausgedehnte Gebiete der kristallinen Gesteine durch Tiefbohrungen näher kennenlernen wird, so scheint es mir doch nicht unwahrscheinlich, daß es doch gelingen könnte, wenigstens an einzelnen Stellen das Kristalline zu erreichen.

Wenn z. B. die geologischen Anzeichen für das Vorhandensein der Massive in den jüngeren Formationen (Gault, Pliozän und Diluvium) richtig gedeutet sind, so müssen zum mindestens einzelne Teile dieser Massive bis wenige 100 m unter die Erdoberfläche heraufreichen. Am geeignetsten zu ihrer tatsächlichen Feststellung erscheinen die Gebiete der höchsten magnetischen Störungswerte von Z , besonders dort, wo sie mit hohen Schwerewerten zusammengehen. Vielleicht geben die in Mecklenburg zurzeit im Gang befindlichen, von Prof. Schuh bearbeiteten Tiefbohrungen wenigstens für dieses Gebiet eine baldige Aufklärung.

Es bleibt mir noch übrig, über die bisher kaum erwähnten magnetischen Minimagebiete einiges zu sagen. Wenn die Z -Maxima Hochgebieten entsprechen, müßten umgekehrt die Minima im allgemeinen Tiefebiete sein. Daß das nicht ganz allgemein zutrifft, lehren unter anderem

*) Man vergleiche hierzu die Ausführungen J. Koenigsbergers in der Zeitschr. f. prakt. Geologie 1927, S. 65—80: „Zur geophysikalischen gravimetrischen Landesuntersuchung und über die Tiefenlage der störenden Massen“.

der Harz und der Thüringer Wald, die, obwohl sie geologische Hochgebiete sind, als Ganzes magnetisch negativ gestört erscheinen. Hier liegen besondere, andersartige Verhältnisse vor als in Norddeutschland. Harz und Thüringer Wald mit dem Frankenwald sind im Ganzen keine kristallinen Gebirge, sondern, von den carbonisch permischen Eruptiven abgesehen, in der Hauptsache aus Sedimenten aufgebaut. Sie haben ferner bis in die jüngsten geologischen Zeiten tektonische Veränderungen erlitten, die auch ihr magnetisches Verhalten beeinflussen mußten. So werden für größere geologische Schollen nach Weigelt³⁵⁾ und Quiring³⁶⁾ Kippbewegungen angenommen (sogen. Schrägschollen), die, wenn man die einzelnen Schollen als einheitlich permanent magnetische Körper ansieht, auch kräftige Nordpolwirkungen einzelner Schollenteile, und zwar gerade der nördlich gelegenen Teile, möglich erscheinen lassen. So etwas könnte z. B. beim Harz der Fall sein, dessen Nordhälfte in junger geologischer Zeit kräftiger gehoben ist als seine Südhälfte.

Eine andere Erklärungsmöglichkeit der negativen Magnetisierung des Harzes kann man in dem heute nach Kossmat³⁷⁾ für dieses Gebirge, ebenso wie für Teile des Thüringer Waldes, der sächsischen Gebirge und des Frankenwaldes angenommenen Decken- und Schuppenbau sehen. Diese deckentheoretischen Erwägungen haben manches für sich. Wir hätten dann an diesen Stellen besonders erhebliche Sedimentmächtigkeiten, die durch die noch dazu sicher nur schwach magnetischen Granite dieser Gebirge magnetisch nicht kompensiert werden können. Es wäre das ähnlich wie mit den großen Carbontrögen, deren im allgemeinen negative Magnetisierung ich nachgewiesen zu haben glaube. Hier wie dort bringen die großen Mächtigkeiten sedimentärer Gesteine, die im ersteren Fall sekundärer Natur wären, den kristallinen Untergrund in große Tiefen und bedingen damit regionale negative Anomalien.

Solche Räume mit großen Sedimentmächtigkeiten, ob sie nun mit oder ohne Decken gefaltet oder ungefalted sind, haben geosynklinalen Charakter. Und wir kommen so zu dem Schluß, daß derartige geologische Räume sich meist als Minima bemerkbar machen werden. Das finden wir in der norddeutschen Aufnahme gut bestätigt.

Von den großen deutschen Carbonmulden war in dieser Zeitschrift³⁸⁾ schon die Rede, so daß ich mich hier kurz fassen kann. Ich möchte nur noch bemerken, daß man hierbei weniger auf absolute negative Werte von Z zu achten hat — als absolut negativ verstehe ich dabei negativ gegenüber dem Normalsystem der betreffenden Landesaufnahme —, als auf das magnetische Verhalten gegenüber der weiteren Umgebung. So findet man auf der A. Schmidtschen Z -Karte, deren Kurven sich dem allgemeinen magnetischen Zustand der verschiedenen Landesteile anpassen, im Kohlengebiet Oberschlesiens negative Werte angegeben, während die Werte in den Tabellen, die mit der allgemeinen Landesformel errechnet sind, positiv bleiben.

Bei meinen ersten magnetischen Versuchen in Oberschlesien habe ich das zu wenig beachtet. Auf dem dort gegebenen Kärtchen kommt der wichtigste

regionale Zug nicht zum Ausdruck, nämlich die gleichmäßige kräftige Zunahme von Z nach Norden, die viel stärker ist als die normal zu erwartende (6 bis 8γ statt $4,5\gamma$). Damit ist die Begrenzung des Kohlenbeckens nach Norden gegeben. Weitere ausgedehnte magnetische Messungen in der Rosenberger Gegend noch weiter nördlich bestätigten das auch weiterhin. Sehr interessant verlief eine Spezialuntersuchung am Nordwestrand einer Kohlenmulde bei Beuthen. Hier wird bei Miechowitz eine Teilmulde des oberschlesischen Beckens gegen Nordwesten von relativ sehr steil nach Südosten einfallenden Schichten abgegrenzt. Die Folge ist ein ganz einwandfrei zu beobachtendes kräftiges Abfallen der magnetischen Vertikalintensität nach dem Beckenninnern. Hier kommt der günstige Umstand zur Hilfe, daß Mächtigkeit und Beschaffenheit des Deckgebirges nahezu gleich bleibt. Wie ich anderwärts ausgeführt habe, kann sonst zunehmende Deckgebirgsmächtigkeit die negative Wirkung mehr und mehr verwischen. Da im Westen des ganzen oberschlesischen Beckens die Aufnahme auch ganz allgemein eine Zunahme der Vertikalintensität ergab, so ist für mich die in Belgien so schön erkennbare Gesetzmäßigkeit der negativen Wirkung der Carbontröge für das oberschlesische Becken erwiesen. Die negativen Anomalien des Aachener Beckens und des Ruhrgebiets habe ich bereits anderwärts näher behandelt. Unerklärt bleibt vorläufig in Oberschlesien nur noch das Verhalten der sogenannten „Orlauer Störung“, doch wird man einem einzigen Profil nicht allzu viel Wert beilegen dürfen, zumal es sich hier nur um sehr geringe Unterschiede handelt.

Das abweichende Verhalten der Erkelenzer und Osnabrücker Carbon-schollen konnte auf andere Ursachen zurückgeführt werden.

Zu besprechen bleiben die großen Räume geosynklinalen Charakters, die unsere deutschen Salzlagerstätten enthalten. So weit ich das bis jetzt übersehen kann, sind auch diese tatsächlich im Großen regional negativ gestört. Einzeluntersuchungen haben das weiter bestätigt, sind aber noch nicht so weit gediehen, um hierfür schon ein völlig einwandfreies, abgerundetes Bild ergeben zu können. Die vorliegende Karte zeigt aber schon, daß sich magnetisch jedenfalls deutlich herausheben: das Gebiet der nord-deutschen Senke zwischen Ems-Weser und Elbe, daran anschließend zwei Minimumgebiete in Schleswig-Holstein. Das eine westliche umfaßt die Halligen und das südwestliche Holstein mit dem Salzvorkommen von Heide, das andere östlich Kiel durchziehende den Salzhorst von Segeberg.

Östlich von Lüneburg schließt sich ein weiteres Becken an, das die Salzhorste von Conow-Jessenitz, Wustrow und Schnackenburg umfaßt. Das nun folgende Tiefland nördlich Berlin schließt wahrscheinlich an sudetischen Störungslinien gegen ein Hochgebiet ab, das sich von Rügen nach Usedom zieht. Die pommerschen Solquellen, die sich auf oder parallel zu den Begrenzungslinien beider Gebiete hinziehen, zeigen, daß auch hier im Untergrunde Salz liegt. Das Hochgebiet selbst auf Rügen ist, wie zu erwarten, frei von Sole. Ausgesprochen negativ gestört ist dagegen wieder das Salzgebiet von

Schubin-Hohensalza (Inowrazlav). Für die hinterpommerschen Solen lassen sich, nach der Anordnung der dortigen Minima zu schließen, ähnliche Zusammenhänge mit Bruchlinien vermuten wie in Vorpommern. Weitere, durch Minima angedeutete Teilbecken, die eventuell Salzlagerstätten enthalten könnten, sind nach den bisher vorliegenden magnetischen Messungen auch östlich der Tornquistischen Linie zu vermuten; und diese würden uns eine bessere Erklärung der west- und ostpreußischen Solen geben, als die bisherigen geologischen Hypothesen.

Die von Schuh⁴⁰⁾ an den Salzhorsten von Conow, Lüththeen und Jessenitz erkannten Gesetzmäßigkeiten zwischen Salztektonik und magnetischen Anomalien erhalten so eine ganz große regionale Bedeutung, der gegenüber die relativ geringen Wirkungen der einzelnen Salzhorste fast verschwinden. Der Diamagnetismus der Salzlagerstätten allein ist die Ursache für die geringen, im Ausgehenden von Salzhorsten vielfach gemessenen, örtlich begrenzten magnetischen Minima. Diese Wirkung verschwindet bei einer relativ geringen Sedimentbedeckung: Die von Haalck⁴¹⁾ angeführten Beispiele von magnetischen Anomalien über Salzhorsten sind nicht alle als positiv zu werten. Bei Stade (Hannover) und Hemmingstedt (Holstein) handelt es sich nicht um eigentliche Salzhorste sondern im letzteren Falle ist es ein Kreidehorst, der die negative Anomalie hervorruft (Salz ist erst in großer Tiefe erbohrt), und im ersteren Falle sind es Aufragungen salzhaltiger Rotliegendeschichten, die man nicht ohne weiteres mit den übrigen Salzhorsten Norddeutschlands in Parallele setzen darf. Die Messungen von Haalck und Brinkmeier⁴²⁾ in der Burbacher Achsenzzone kann man auch nicht als positives Ergebnis ansehen: Die negativen Anomalien liegen hier durchaus nicht dort, wo das Salz der Erdoberfläche am nächsten kommt. Außerdem sind die Messungen selbst nicht als so gesichert anzusehen, wie es bei so geringen Anomalien wünschenswert erscheint. Es bleiben als bedingt positiv die Untersuchungen Schuhs bei Lüththeen, Conow und Jessenitz, desgleichen als sicher positiv die von C. Heiland⁴³⁾ bei Segeberg und Lüneburg und weiter eine mir bekannte Untersuchung von Grund⁴⁴⁾ auf dem Gipshut von Sperenberg. Negativ war nach Haalck das Ergebnis bei Oldau-Hambühren, nach Heiland das bei Bahlburg, nach Grundschen Untersuchungen, denen ich nicht vorgreifen möchte, noch auf einem anderen Salzhorst mit nur 70 m Diluvialbedeckung. Auch die Kohlschen⁴⁵⁾ Untersuchungen bei Ölheim und Hänigsen kann ich nicht als positiv im Sinne der diamagnetischen Wirkung des Salzes ansehen. Dagegen kommen nach Kohl⁴⁶⁾ und Krahmann⁴⁷⁾ der Salzgitterer Salzaufbruch und der Salzhorst von Flachstöckheim ganz gut heraus, wobei die Wirkung des Nebengesteins allerdings ganz wesentlich zu berücksichtigen wäre. Die Wirkung des auch von Krahmann untersuchten Benthers Salzhorstes (Reklameschrift der Elbot) ist trotz der künstlichen Störung ganz gut erkennbar. In all diesen Fällen handelt es sich aber nur noch um sehr geringe Wirkungen — etwa — 20 bis — 30 γ — gegenüber der Umgebung. Das alles zwingt zu dem Schluß, daß irgendwie erheblichere Sedimentbedeckung die negative Wirkung des Salzes verwischt. Bestehen bleibt gegenüber der

störenden Wirkung der lokalen Tektonik das negative Verhalten der ganzen Sedimenttröge, in denen die Salzlagerstätten zur Ablagerung kamen. Die große vertikale Entfernung des Kristallinen in diesen sedimentären Räumen, dazu die relativ geringe Suszeptibilität der ganzen sedimentären Massen sind die eigentlichen Ursachen dieser Erscheinung, zu deren Zustandekommen das Salz nur wenig beiträgt, wie das ganz analoge Verhalten der Kohlenträge zeigt.

Wenn wir das Fazit aus diesen Betrachtungen über die regionalen geologischen Anomalien Norddeutschlands ziehen, so erhalten wir folgende, vielleicht allgemein gültige Gesetzmäßigkeiten: Alte archaische kristalline Massive sind kräftig magnetisiert, sie bringen kräftige regionale Wirkungen hervor, die nur durch große bis sehr große einheitlich magnetisierte geologische Körper erklärt werden können. Bei der im nördlichen Europa herrschenden Inklination ergeben sie im wesentlichen positive Anomalien. Die kristallinen Gesteine (kristalline Schiefer und Plutonite) des Paläozoikums verursachen zwar auch kräftige magnetische Anomalien, doch sind diese im Vergleich zu denen des Archaikums weniger ausgedehnt, wohl weil hier neben den kristallinen Gesteinen \pm unveränderte Gesteine eine große Rolle beim Aufbau der Gebirge dieser geologischen Ära zu spielen beginnen.

In den mesozoischen und neozoischen Gebirgen finden wir schließlich die kräftigen Anomalien auf noch kleinere Räume beschränkt. Hier sind es in erster Linie basische Ergußgesteine dieses Zeitalters, die die kräftigen Wirkungen hervorbringen. Wir haben also folgende Reihe in der räumlichen Ausdehnung der Anomalien:

1. Archaische Massive: Sehr große gleichmäßig magnetisierte Gesteinsmassen.
2. Paläozoische Massive: Noch sehr erhebliche, gleichmäßig magnetisierte Gesteinsmassen.
3. Verschiedenaltrige Ergußgesteine mit relativ kleineren einheitlich magnetisierten Gesteinsmassen.

Die Anomalie im ersten Falle entspricht einem ganzen metamorphen Gebirgsteil: Dynamometamorphose im gewaltigsten Ausmaß ist die Ursache der Magnetisierung. Die Anomalien im zweiten Falle sind zum Teil durch Batholithen verursacht. Die einheitliche Erstarrung eines Tiefengesteinskörpers ist dieses Mal der Grund für das Zustandekommen einer regionalen Wirkung. Demgegenüber sind die zum Teil auch sehr kräftigen magnetischen Wirkungen der an Masse weit zurückstehenden, oberflächlich erstarrten Eruptivgesteine nur noch als lokal zu bezeichnen: Nur relativ kleine Mengen von Gesteinen erstarrten gleichzeitig und konnten dadurch einheitliche Magnetisierung bekommen.

Die wohl überall vorhandene magnetische Wirkung der kristallinen Teile unserer Erdkruste wird wesentlich abgeschwächt in den mit sedimentären Gesteinsmassen ausgefüllten geosynklinalen Trögen. Bei der bei uns herrschenden Inklination ergeben sich hieraus Minimagebiete besonders auffallend in den Gebieten unserer großen Kohlen- und Salzbecken.

Literatur.

- ¹⁾ H. Reich: Magnetische Messungen in Oberschlesien. Jahrb. d. Preuß. Geol. Landesanstalt f. 1923, S. 319—342, Berlin 1924. — Derselbe: Erdmagnetismus und glaziales Diluvium. Ebenda f. 1925, S. 249—291, Berlin 1925. — Derselbe: Magnetische Messungen im Aachener und Erkelenzer Steinkohlengebiet usw. Ebenda f. 1926, S. 84—115, Berlin 1926.
- ²⁾ Derselbe: Die magnetischen Anomalien Norddeutschlands und ihre wahrscheinlichen geologischen Ursachen. Zeitschr. d. Deutsch. Geol. Ges. **79**, M. B., 325—339 (1927).
- ³⁾ A. Schmidt: Die magnetische Vermessung I. Ordnung d. Königr. Preußen 1898—1903. Veröff. d. Preuß. Meteorol. Inst. Nr. 276, Berlin 1914.
- ⁴⁾ Derselbe: a. a. O., S. 13—15.
- ⁵⁾ A. Nippoldt: Die magnetische Anomalie bei Wittstock usw. Veröff. d. Preuß. Meteorol. Inst. Nr. 345, Tätigkeitsber. f. 1926, S. 104—106, Berlin 1927.
- ⁶⁾ K. Schering und A. Nippoldt: Erdmagnetische Landesaufnahme von Hessen, S. 79, Darmstadt 1923.
- ⁷⁾ K. Haussmann: Isogonenkarte des Deutschen Reiches für die Epoche 1925.5. Zeitschr. f. Geophys. **1**, 129—133 mit Karte.
- ⁸⁾ A. Schmidt: a. a. O., S. 37.
- ⁹⁾ Derselbe, K. Schering und A. Nippoldt: a. a. O. — O. Göllnitz: Die magnetische Vermessung des sächsischen Staatsgebietes. Beitr. z. Jahrb. f. d. Berg- u. Hüttenwesen in Sachsen, 93. Jahrg., Freiburg 1919.
- ¹⁰⁾ A. Nippoldt: Karten der Verteilung des Erdmagnetismus und seiner örtlichen Störungen in Europa. Archiv d. Erdmagnetismus, Heft 6; Veröff. d. Preuß. Meteorol. Inst. Nr. 354, Berlin 1927.
- ¹¹⁾ K. Haussmann: Magnetische Messungen im Ries und dessen Umgebung. Abhandl. d. K. Preuß. Akad. d. Wiss., Berlin 1904. — Derselbe: Magnetische Messungen im Steinheimer Becken. Gerlands Beitr. z. Geophys. **17**, Heft 3, 366—371 (1927).
- ¹²⁾ Das Problem des Rieses, Nördlingen 1926. W. Kranz, S. 91, 92 u. 153, A. Moos, S. 125—127.
- ^{12a)} W. Pfeiffer: Das Vorland der Alpen usw. Geol. Rundschau **17**, Heft 4, 257—268 (1926).
- ¹³⁾ R. Löffler: Die Zusammensetzung des Grundgebirges im Ries. Jahresber. d. Nat. Württ. 1912, S. 107—154. — Derselbe: Ergänzende Beiträge usw. Centralbl. f. Min. usw. Nr. 21, 1913. — Ph. Schnell: Der bayerische Traß und seine Entstehung in „Das Problem d. Rieses“ S. 240 (1926). — A. Bentz: Geologische Beobachtungen am westlichen Riesrand. Zeitschr. d. Deutsch. Geol. Ges. **79**, A. 434/435 (1927).
- ¹⁴⁾ G. Meyer: Magnetische Messungen im östlichen Riesengebirge. Abhandl. d. Preuß. Geol. Landesanstalt, N. F., Heft 105, Berlin 1927.
- ¹⁵⁾ A. Schmidt: a. a. O., S. 37.
- ¹⁶⁾ Fr. Schuh: Magnetische Messungen im südwestlichen Mecklenburg usw. Mitteil. aus d. Mecklenb. Landesanstalt Nr. 32, Rostock 1920.
- ¹⁷⁾ J. F. Pompeckj: Die Herkunft der Gerölle im oberen Gault von Lüneburg. Zeitschr. d. Deutsch. Geol. Ges. **73**, M. B., 321—323 (1921).
- ¹⁸⁾ A. Born: Über die Herkunft der kristallinen Komponenten des rheinischen Ober-carbons. N. Jahrb. f. Min. usw. **58**, 101—112 (1927).
- ¹⁹⁾ W. Haack: Die Gesteinsscholle von Schobüll usw. Zeitschr. d. Deutsch. Geol. Ges. **78**, Abh., 268—293 (1926).
- ²⁰⁾ G. Meyer: a. a. O., S. 12—15.
- ²¹⁾ O. Göllnitz: a. a. O.
- ²²⁾ A. Paulsen: Regime magnétique de l'île de Bornholm. Bull. de l'Ac. Roy. d. Sc. et d. Lettres de Danemark, Kopenhagen 1896.

- ²³⁾ W. Wolff: Erdmagnetische Untersuchungen im Zobtengebirge. Veröff. d. Preuß. Meteorol. Inst. Nr. 277, Berlin 1914.
- ²⁴⁾ A. Schmidt: Die magnetische Deklination in West- und Ostpreußen. Ebenda, Nr. 318, Berlin 1922.
- ²⁵⁾ A. Nippoldt: Erforschung der erdmagnetischen Anomalie südlich von Königsberg i. Pr. usw. Geol. Archiv **3**, 114—137 (1924).
- ²⁶⁾ F. Errulat: Die erdmagnetische Aufnahme des westlichen Samlandes. Ebenda, S. 219—250 (1923).
- ²⁷⁾ C. Teichert: Erdmagnetische Messungen im östlichen Samland. Schriften d. Phys.-ökonom. Ges. zu Königsberg i. Pr. **65**, 66—95 (1926).
- ²⁸⁾ E. Kohl: Beiträge zur erdmagnetischen Erforschung Norddeutschlands I. Jahrb. d. Preuß. Geol. Landesanstalt f. 1927, S. 731—747, Berlin 1927.
- ²⁹⁾ Br. Tiedemann: Der Baugrund des Königsberger Stadtgebietes. Inaug.-Diss. Königsberg 1927.
- ³⁰⁾ A. Nippoldt: a. a. O., S. 121/122 (1924).
- ³¹⁾ Derselbe: Ebenda (1927). Karte: „Magnetische Störungen über Europa“.
- ³²⁾ P. Lasareff: Die Anomalie des Erdmagnetismus und der Gravitation im Kursker Gouvernement. Gerlands Beitr. z. Geophys. **15**, Heft 12, 71—102 (1926).
- ³³⁾ W. Deecke: Geologie von Pommern, S. 278—292, Berlin 1907.
- ³⁴⁾ H. v. Bülow: Der Bau des vortertiären Untergrundes in Pommern. Zeitschr. f. prakt. Geol., 34. Jahrg., Heft 6 u. 7, S. 81—86 u. 106—110 (1926).
- ³⁵⁾ J. Weigelt: Der tektonische Bau von Mitteldeutschland. Einleitung zu „Die mitteldeutschen Kohlenablagerungen“, Abhild. S. 6. Jahrb. d. Halleschen Verbandes, 2. Heft, S. 1—9, Halle 1920.
- ³⁶⁾ H. Quiring: Über Wesen und Ursprung der postvaristischen Tektonik Norddeutschlands. Zeitschr. d. Deutsch. Geol. Ges. **76**, B, 62—87 (1924). S. 71, 72: „Harzscholle“ und „Thüringer Scholle“.
- ³⁷⁾ F. Kossmat: Gliederung des varistischen Gebirgsbaues. Abhandl. d. Sächs. Geol. Landesamts, Heft 1, Leipzig 1927.
- ³⁸⁾ H. Reich: Magnetische Anomalien des Carbons. Zeitschr. f. Geophys. **2**, 272—278 (1926).
- ³⁹⁾ Derselbe: a. a. O., 1924.
- ⁴⁰⁾ Fr. Schuh: a. a. O., 1920.
- ⁴¹⁾ H. Haalck: Anwendung der magnetischen Aufschlußmethode. Zeitschr. f. Geophys. **2**, 57/58 (1926).
- ⁴²⁾ Derselbe und Brinkmeier: Erdmagnetische Untersuchungen am Salzstock der Burbacher Achsenzzone. Kali, Heft 16 (1923).
- ⁴³⁾ C. Heiland: Die bisherigen Ergebnisse magnetischer Messungen über norddeutsche Salzhorsten. Zeitschr. d. Deutsch. Geol. Ges. **76**, M. B., 101—111 (1925).
- ⁴⁴⁾ Herr Dr.-Ing., Dipl.-Ing. Grund nach mündlicher Mitteilung.
- ⁴⁵⁾ E. Kohl: Vorträge d. Preuß. Geol. Landesanstalt 1928 im Druck.
- ⁴⁶⁾ Derselbe: Beiträge zur erdmagnetischen Erforschung Norddeutschlands II. Jahrb. d. Preuß. Geol. Landesanstalt f. 1928, S. 124—137.
- ⁴⁷⁾ R. Krahmann: Zur Entwicklung der praktischen Geophysik. Internat. Bergwirtschaft, 1. Jahrg., Heft 7/8 (1925/26).

Untersuchungen über die seismische Bodenunruhe kurzer Periode.

Von W. Schneider, Potsdam. — [Mit sieben Abbildungen *].]

Es wurde die seismische Bodenunruhe kurzer Periode an der Erdoberfläche gemessen, die Bewegung eines einzelnen Teilchens graphisch dargestellt und untersucht, ob eine Abhängigkeit vom Azimut besteht. Ferner wurden der Einfluß der Gebäude und die Abnahme der Amplitude mit der Tiefe bestimmt.

Seit der Entdeckung der seismischen Bodenunruhe durch die feineren Seismometer, ist diese Erscheinung Gegenstand vieler Untersuchungen gewesen, die Gutenberg in seinem Buche „Die seismische Bodenunruhe“ zusammengefaßt hat. Man hat bei diesen Untersuchungen einmal Gewicht darauf gelegt, die seismische Bodenunruhe nach Periode und Amplitude in Klassen einzuteilen und die Abhängigkeit jeder dieser Größen von der Zeit festzustellen. Der so gewonnene zeitliche Verlauf der seismischen Bodenunruhe wurde zur Entscheidung der Frage, ob sie mit anderen Phänomenen im Zusammenhang steht, benutzt. Andererseits wurde zum Studium der physikalischen Natur der seismischen Bodenunruhe die wahre Bewegung eines einzelnen Teilchens in der Horizontalebene bestimmt**).

Messungen in der Tiefe hat Rossi angestellt. Er beobachtete in 18 m Tiefe nur noch eine halb so große Amplitude der seismischen Bodenunruhe als an der Erdoberfläche. Ähnliches hat Hecker gefunden. Beobachtungen in Příbam in Böhmen haben in einer Tiefe von 1100 m keine Abnahme der Amplitude ergeben. Die Beobachtungen in Clausthal, in 700 m Tiefe, haben gegenüber Göttingen kleinere Amplituden ergeben. Hieraus Schlüsse zu ziehen, dürfte kaum möglich sein, da die örtliche Verschiedenheit nicht ohne Einfluß ist.

Die bisher bekannten Beobachtungen haben nur im allgemeinen den Nachweis der seismischen Bodenunruhe in der Tiefe erbracht. Genaue Angaben über die Abnahme der Amplitude mit der Tiefe für eine bestimmte Periode sind noch nicht erbracht worden. Im folgenden wird über Messungen der seismischen Bodenunruhe von 0.4 sec Periode berichtet.

Die Versuche wurden im Brunnen und im Gelände des Geodätischen Instituts ausgeführt. Der Brunnen hat eine Tiefe von 40 m. In 25 m Tiefe ist

*) Diese Arbeit ist ein Teil der experimentellen seismischen Untersuchungen, die im Geodätischen Institut in Potsdam unter Leitung von Prof. Dr. Angenheister mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaften ausgeführt worden sind. Die Arbeit mußte vom Verfasser vorzeitig abgebrochen werden. Sie kann daher nur als eine vorläufige Orientierung gelten.

**) R. Schneider: Mitteilung der Erdbebenkommission der Akademie der Wissenschaften in Wien. N. F. Nr. XXXV, 1909. Weitere Literatur siehe in dem oben angeführten Buche von Gutenberg.

seitlich eine Beobachtungskammer eingebaut. Es konnten Registrierungen an der Erdoberfläche in 25 m und in 40 m Tiefe vorgenommen werden. Bei allen Untersuchungen wurde Gewicht darauf gelegt, daß die Messungen an der Erdoberfläche und in der Tiefe, oder die Messungen in den verschiedenen Komponenten an der Erdoberfläche gleichzeitig erfolgten. Will man nun aus solchen Messungen sichere Schlüsse ziehen, so ist es ferner unbedingt erforderlich, daß man Seismometer verwendet, die von derselben Bodenbewegung vollkommen gleiche Aufzeichnungen geben. Wieweit das bei den hier verwendeten Seismometern der Fall ist, zeigt die Fig. 1, die eine gleichzeitige Registrierung der seismischen Bodenunruhe zweier

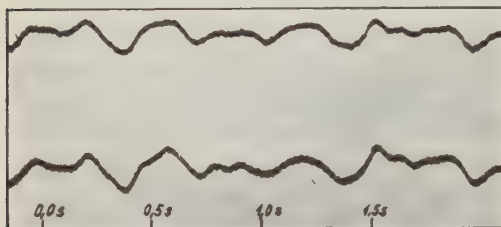


Fig. 1. Eine Komponente der seismischen Bodenunruhe mit zwei Horizontalseismometern verschiedener Konstruktion registriert.

Horizontalseismometer wiedergibt, die dicht nebeneinander standen, und deren Schwingungsebenen einander parallel waren. Die beiden Pendel sind von verschiedener Konstruktion. Das eine ist ein Horizontalpendel. Die Aufhängung der Masse ist im Prinzip die gleiche wie die von Zöllner und Hengler angegebene. Das andere ist ein Vertikalpendel. Die Masse ist an einer Blattfeder vertikal aufgehängt. Ihre Eigenperioden betragen 0.5 bzw. 0.7 sec. Die aus den geometrischen Abmessungen berechnete Vergrößerung stimmt bei beiden Instrumenten überein. Sie ist eine 25 000 fache. Dasselbe gilt nach der Fig. 1 für die hier im wesentlichen auftretenden Perioden auch für die dynamische Vergrößerung.

I. Die seismische Bodenunruhe an der Erdoberfläche. Um nun festzustellen, ob eine Abhängigkeit der seismischen Bodenunruhe vom Azimut besteht, wurden die beiden Seismometer so aufgestellt, daß ihre Schwingungsebenen senkrecht aufeinander standen, und zwar die Schwingungsebene des einen Pendels in der Nord-Südrichtung und die des anderen in der Ost-Westrichtung. Die Fig. 2 zeigt eine solche Registrierung im Keller des Geodätischen Instituts und die Fig. 3 und 4 solche unter denselben Bedingungen, nur daß der Aufstellungsort 30 bzw. 80 m vom Institutsgebäude entfernt lag. Die Aufnahme im Keller und die im Institutsgebäude zeigen eine bestimmte Periode von ganz besonders großer Amplitude. Die Periode ist rund 0.4 sec, die folgende Untersuchung erstreckt sich nur auf Schwingungen dieser Periode.

Die Amplituden der Aufzeichnung der seismischen Unruhe im Keller des Instituts während 3 sec gibt die Tabelle 1 in Millimetern.

Tabelle 1.

EW	4	5	2	3	4	2	2.5	5	2.5	1.5	2	3.5
NS	20	16	16	18	16	20	18	17	19	14	15	15

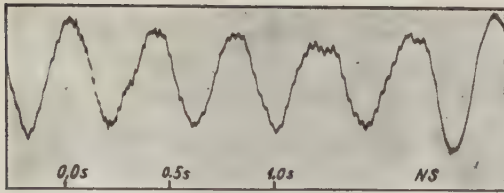


Fig. 2 a. Nord-Südkomponente.

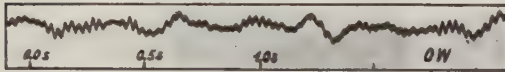


Fig. 2 b. Ost-Westkomponente.

Fig. 2. Die seismische Bodenunruhe im Keller des Geodätischen Instituts.

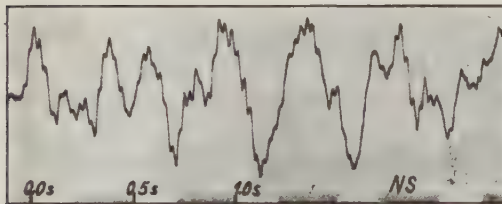


Fig. 3 a. Nord-Südkomponente.

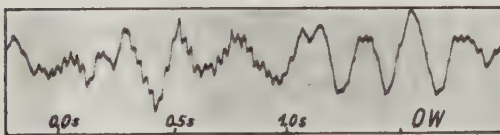


Fig. 3 b. Ost-Westkomponente.

Fig. 3. Die seismische Bodenunruhe in 30 m Entfernung vom Institutsgebäude.

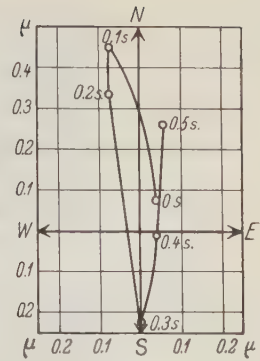


Fig. 2 c. Bewegung eines einzelnen Bodenteilchens in der Horizontalebene. Die an die Punkte geschriebenen Zahlen geben die Zeit an.

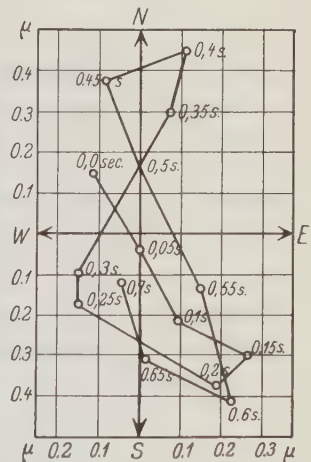


Fig. 3 c. Die Bewegung eines einzelnen Bodenteilchens in der Horizontalebene. Die an die Punkte geschriebenen Zahlen geben die Zeit an.

Das ist im Mittel in der Ost-Westrichtung eine Amplitude von 3 mm und in der Nord-Südrichtung eine Amplitude von 17 mm. Das entspricht einer wahren Bodenbewegung

in der Ost-Westrichtung im Mittel 0.12 μ
 „ „ Nord-Südrichtung „ „ 0.68 μ

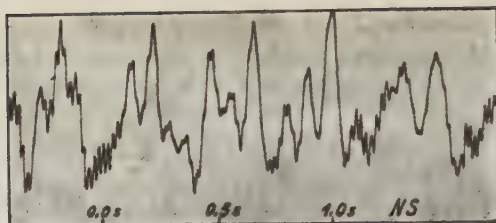


Fig. 4 a. Nord-Südkomponente.

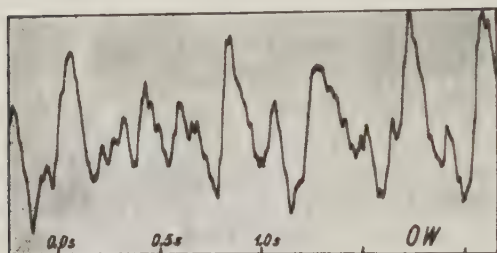


Fig. 4 b. Ost-Westkomponente.

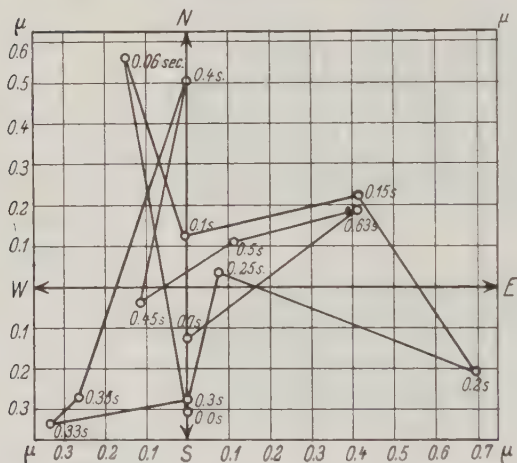


Fig. 4 c. Die Bewegung eines einzelnen Bodenteilchens in der Horizontalebene. Die an die Punkte geschriebenen Zahlen geben die Zeit in Sekunden an.

Fig. 4. Die seismische Bodenunruhe in 80 m Entfernung vom Institutsgebäude.

Die Tabelle 2 enthält die Amplituden im Institutsgelände 30 m vom Gebäude entfernt in Millimetern

Tabelle 2.

EW	6	9	14	14	11	12	10
NS	16	20	14.5	22	20	17	24

Das ist im Mittel eine Amplitude in der Ost–Westrichtung von 11 mm und in der Nord–Südrichtung eine Amplitude von 19 mm. Die wahre Bodenbewegung ist

in der Ost–Westrichtung	0.44 μ
„ „ Nord–Südrichtung	0.76 μ

Die Tabelle 3 enthält die Amplituden im Institutsgelände 80 m vom Institut entfernt in Millimetern.

Tabelle 3.

EW	19	22	25	36	32	16	25	30	27
NS	22	21	21	29	27	16	28	29	23

Das ist im Mittel eine Amplitude in der Ost–Westrichtung von 26 mm und in der Nord–Südrichtung von 24 mm. Das entspricht einer wahren Bodenbewegung

in der Ost–Westrichtung	1.04 μ
„ „ Nord–Südrichtung	0.96 μ

Die Amplitude der seismischen Bodenunruhe ist im Gebäude in der Nord–Südkomponente das 6 fache der Ost–Westkomponente, in 30 m Entfernung vom Institut ist die Nord–Südkomponente nur noch doppelt so groß als die Ost–Westkomponente, und in 80 m Entfernung vom Institutsgebäude sind beide Komponenten praktisch einander gleich (Fig. 2, 3 und 4).

Die hier beobachtete Amplitude der seismischen Bodenunruhe zeigt also eine deutliche Abhängigkeit vom Azimut. In der Längsrichtung des Hauses (Ost–Westkomponente) ist die Amplitude vermindert, in der Querrichtung (Nord–Südkomponente) ist sie nicht sonderlich beeinflusst. Die Bewegung im Keller des Gebäudes ist außerdem viel regelmäßiger — es sind nahezu elliptische Schwingungen — gegenüber der sehr viel unregelmäßigeren im Institutsgelände. Schlüsse aus Beobachtungen der seismischen Bodenunruhe kleinerer Perioden in Gebäuden zu verallgemeinern, ist nicht statthaft.

II. Die seismische Bodenunruhe in der Tiefe. Die Fig. 5 zeigt die Registrierungen der seismischen Bodenunruhe im Brunnen des Geodätischen Instituts an der Erdoberfläche in 25 und 40 m Tiefe. Die Kurve *a* entspricht der Registrierung an der Erdoberfläche, die Kurven *b* und *c* der in 25 bzw. 40 m Tiefe. Die Periode von 0.4 sec ist auch in der Tiefe vorhanden, ihre Amplitude nimmt aber mit der Tiefe ab. Tabelle 3 gibt eine zahlenmäßige Darstellung der Abnahme der Amplitude mit der Tiefe.

Tabelle 4.

Tiefe m	Amplitude der wahren Bodenbewegung „
0	0.6
25	0.26
40	0.14

Die Fig. 7 gibt eine graphische Darstellung der Abnahme der Amplitude. Verlängert man die beiden Kurvenäste linear nach unten, so schneiden sie sich in einem Punkte, der einer Tiefe von etwa 60 m entspricht.

In einem homogenen elastischen Halbraum können Oberflächenwellen auftreten, deren Amplituden mit der Tiefe abnehmen, die Rayleighwellen. Neben der Abnahme der Amplitude mit der Tiefe ist für sie noch das Verhältnis der horizontalen Verrückungen H zu der vertikalen Z charakteristisch. Die Theorie ergibt für eine isotrope Erdkruste $H/Z = 0.68$. Die Vertikalkomponente ist also bei den Rayleighwellen bedeutend größer als die Horizontalkomponente. Betrachtet man nun die Fig. 6, die eine Aufnahme der seismischen

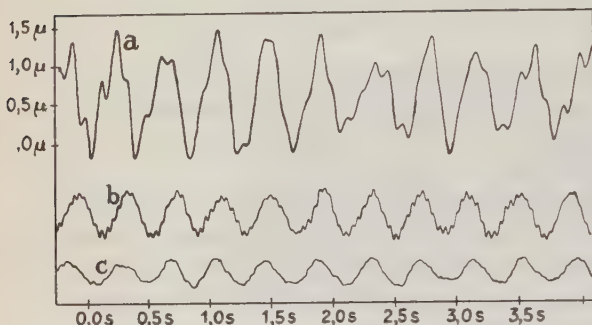


Fig. 5. Die horizontale Komponente der seismischen Bodenunruhe in verschiedener Tiefe.

Kurve a) an der Erdoberfläche,
 „ b) in 25 m Tiefe,
 „ c) „ 40 m „

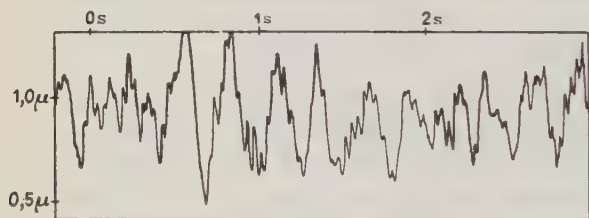


Fig. 6.

Die Vertikalkomponente der seismischen Bodenunruhe.

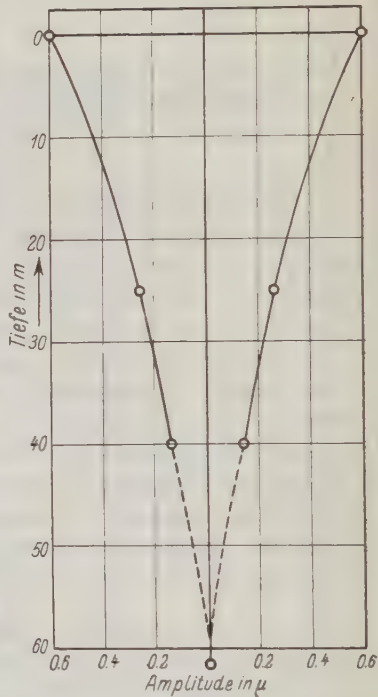


Fig. 7. Die Abnahme der horizontalen Amplitude der seismischen Bodenunruhe mit der Tiefe für eine Periode von 0.4 sec.

Bodenunruhe mit einem Vertikalseismometer von 35 000facher Vergrößerung zeigt, so findet man, daß die wesentlichen Schwingungen Perioden von 0.25 sec und 0.1 sec haben. Eine Bewegung mit einer Periode von 0.4 sec ist nicht zu finden. Die Schwingung von 0.4 sec erfüllt also eine für die Rayleighwelle charakteristische Bedingung nicht.

Wellen mit nur horizontaler Komponente sind in einem geschichteten Medium möglich. Nimmt man an, daß eine homogene Schicht auf einer anderen, sehr tiefen homogenen Schicht ruht, so hat Love gezeigt, daß die Amplitude der Querwellen mit der Tiefe nach einer e -Funktion abnimmt. Für $c = 1.4 c_0$

ist $h \sim 2/3 T$. Hier bedeuten c und c_0 die Geschwindigkeiten der Transversalwellen in der unteren und oberen Schicht; h die Dicke der Schicht und T die Tiefe, in der die Amplitude praktisch Null wird. Hiernach ergibt sich in unserem Falle eine Schichtdicke von 40 m. In dieser Tiefe ist der Grundwasserspiegel gelegen.

Zu einem anderen Ergebnis kommt man, wenn man mit Wiechert annimmt, daß es sich bei den kurzperiodischen Schwingungen der seismischen Bodenunruhe um Schwingungen einer Schicht handelt, die an ihrem unteren Ende fest aufliegt. Bei einer Grundschiwingung der Schicht ist dann die Dicke der Schicht gleich einer viertel Wellenlänge. Auch hier erfolgt die Bewegung nur in der horizontalen Richtung. Die Abnahme der Amplitude mit der Tiefe nach Fig. 7 führt dann auf eine Schicht, die in etwa 60 m Tiefe eine Diskontinuität aufweist. Bei der Grundschiwingung einer Schicht dürfen zwischen den Bewegungen an der Erdoberfläche und in der Tiefe keine Phasendifferenzen bestehen. Untersuchungen in dieser Richtung sind bereits im Gange, aber noch nicht abgeschlossen.

Potsdam, Geodätisches Institut, den 29. Februar 1928.

Zur Theorie elektrischer Bodenforschung.

Von W. Heine (Starnberg).

In der in dieser Zeitschrift, Jahrgang III, Heft 2/3 erschienenen Arbeit „Einige Bemerkungen zur Möglichkeit der Aufsuchung und Lokalisierung von schlecht oder nicht leitenden Einlagerungen im Untergrund mittels elektrischer Wechselstrommethoden“ weist R. Ambronn auf die Tatsache des Auftretens eines Verschiebungsstromes in schlecht leitenden Körpern hin. Für ein Leiterstück von der spezifischen Leitfähigkeit λ , der Länge d und dem Querschnitt q senkrecht zur Stromrichtung ist der Ohmsche Widerstand $W_r = \frac{d}{\lambda q}$ Ohm. Hat dieses Leiterstück die Dielektrizitätskonstante δ und der es durchfließende Wechselstrom die Kreisfrequenz ω , dann ist sein kapazitiver Widerstand gegenüber dem Verschiebungsstrom $W_c = \frac{1}{\omega C} = \frac{4\pi d}{\omega q \delta} \cdot 9 \cdot 10^{11}$ Ohm. Ambronn gibt nun als Gesamtwiderstand dieses Leiterstückes an

$$W' = \frac{d}{q \lambda \omega \delta} \sqrt{\omega^2 \delta^2 + 4^2 \pi^2 \lambda^2 \cdot 9^2 \cdot 10^{22}} \text{ Ohm} \dots \dots (1)$$

und weist dabei darauf hin, daß seine anderenorts*) angegebene Formel

$$W' = \frac{4\pi d \cdot 9 \cdot 10^{11}}{q(\omega \delta + 4\pi \lambda \cdot 9 \cdot 10^{11})} \text{ Ohm} \dots \dots (2)$$

*) Allgemeine österreichische Chemiker- und Techniker-Zeitung 1926, Nr. 24.

die Phasenverschiebung von 90° zwischen Leitungs- und Verschiebungsstrom nicht berücksichtige. Ohne den Folgerungen, die Ambronn aus dem Auftreten des Verschiebungsstromes für die elektrische Aufsuchung von Nichtleitern zieht, zuzustimmen, möchte ich hier nur darauf hinweisen, daß diese neue Formel (1) auf den Gesamtwiderstand nicht anwendbar ist. Man kann sich davon leicht überzeugen, wenn man in dieser Formel $\lambda = 0$ setzt. Denn dann muß ja, was Ambronn gerade zeigen will, der Widerstand nicht „unendlich“, sondern gleich dem kapazitiven Widerstand werden, während die obige Formel (1) „unendlich“ ergibt.

Der Irrtum liegt darin, daß Ambronn einfach Ohmschen und kapazitiven Widerstand geometrisch addiert, als ob es sich um zwei hintereinander geschaltete Widerstände handle. Nun erhöht aber die Durchlässigkeit eines Leiterstückes für Verschiebungsstrom seine Leitfähigkeit, nicht seinen Widerstand; der Körper wird dadurch, daß er bei Wechselspannung dem Verschiebungsstrom einen endlichen Widerstand entgegensetzt, geeigneter für den Ausgleich des angelegten Spannungsfeldes, als er es bei Gleichstrom ist.

Sei E die Amplitude der Spannung, welche an den Endquerschnitten des Leiterstückes liegt, dann sind Leitungsstrom I_r und Verschiebungsstrom I_c gegeben durch

$$I_r = \frac{E e^{j\omega t}}{W_r}, \quad I_c = \frac{E e^{j(\omega t + \pi/2)}}{W_c} \dots \dots \dots (3)$$

Der gesamte das Leiterstück durchsetzende Strom ist also $I_s = I_r + I_c$ und seine Amplitude

$$I = \sqrt{\frac{E^2}{W_r^2} + \frac{E^2}{W_c^2}} = E \sqrt{\frac{1}{W_r^2} + \frac{1}{W_c^2}} \dots \dots \dots (4)$$

Somit ist der resultierende Widerstand, den das Leiterstück dem Gesamtstrom entgegensetzt:

$$W' = \sqrt{\frac{1}{W_r^2} + \frac{1}{W_c^2}} = \frac{4\pi d \cdot 9 \cdot 10^{11}}{q \sqrt{\delta^2 \omega^2 + 4\pi^2 \lambda^2 \cdot 9^2 \cdot 10^{22}}} \text{ Ohm} \dots \dots (5)$$

Wie man leicht sieht, geht Gleichung (5) im Unterschied zu (1) für $\lambda = 0$ in den Ausdruck für W_c über, für $\omega = 0$ (Gleichstrom) in den für W_r , und berücksichtigt im Unterschied zu (2) die Phasenverschiebung zwischen Leitungs- und Verschiebungsstrom.

Die in der geophysikalischen Literatur immer wieder benutzte Maxwell'sche Formel für die Änderung des Potentials in einem homogenen unendlichen Stromfeld durch eine kugelförmige leitende Einlagerung hat das Schicksal, immer wieder mit irgend einem Fehler in den Indizes behaftet zu erscheinen. So in „Electrical Prospecting in Sweden“ von Sundberg, Lundberg und Eklund, ferner in dieser Zeitschrift u. a. in der Arbeit von Gibsone, Jahrgang III, Heft 5 und schließlich selbst in der Enzyklopädie der Mathematischen Wissenschaften V, 17, P. Debye, „Stationäre und quasistationäre Felder“, S. 415.

In der genannten Arbeit der Schweden heißt die Formel für das gestörte Potential

$$V_s = V_p \left(1 - \frac{k_1 - k_2}{2k_1 + k_2} \cdot \frac{a^3}{r^3} \right) \dots \dots \dots (6)$$

wobei V_p das ungestörte Potential im Aufpunkte P , a den Radius der Kugel und r den Abstand des Aufpunktes vom Mittelpunkt der Kugel, der zugleich Nullpunkt des Koordinatensystems mit dem Potential „Null“ ist, bedeutet, und k_1 bzw. k_2 der spezifische Widerstand des umgebenden Mediums bzw. der Kugel ist. Es ist klar, daß für $K_2 = 0$, d. h. unendlich gute Leitfähigkeit der Kugel, an deren Oberfläche ($r = a$) das Potential V_s den Wert „Null“ haben muß. Nach (6) wird aber hierfür $V_s = \frac{1}{3} V_p$. Dagegen wird unsere Bedingung erfüllt durch Vertauschung des Indizes des Nenners, und der Grenzwert des Ausdrucks

$$\frac{k_1 - k_2}{2k_2 + k_1} \dots \dots \dots (7)$$

wird dann für unendlich gute Leitfähigkeit der Kugel gleich 1, für unendlich schlechte Leitfähigkeit gleich $\frac{1}{2}$. Setzt man statt der spezifischen Widerstände ihre reziproken Werte, die Leitfähigkeiten σ_1 bzw. σ_2 , wobei σ_1 sich auf das umgebende Medium, σ_2 auf die Kugel bezieht, so wird der Ausdruck für das gestörte Potential

$$V_s = V_p \left(1 - \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{a^3}{r^3} \right) \dots \dots \dots (8)$$

In dem Enzyklopädie-Artikel von Debye und dem Aufsatz von Gibsone stimmt der Nenner des zweiten Gliedes mit dem bei (8) überein. Dagegen ist dort im Zähler eine Verwechslung der Indizes vorgekommen. Bei Gibsone heißt der Ausdruck irrtümlich $\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2}$, bei Debye $\frac{\sigma_2 - \sigma_1}{2\sigma_1 + \sigma_2}$, doch erhält dafür das ganze Glied dort das positive Vorzeichen. Das gleiche gilt dort auch für das Potential im Innern der Kugel. Beides erweist sich als unrichtig, wenn man wieder den Grenzwert für unendlich gute Leitfähigkeit $\sigma_2 = \infty$ an der Kugeloberfläche ($r = a$) berechnet.

Um die so viel gebrauchte Formel sicherzustellen, sei hier ihre Ableitung aus dem Enzyklopädie-Artikel von Debye mit berichtigten Indizes wiedergegeben. „Bringt man innerhalb eines unendlich ausgedehnten Leiters von der Leitfähigkeit σ_1 , der in der positiven x -Richtung von einem konstanten (spezifischen) Strom i durchflossen wird, eine Kugel von der Leitfähigkeit σ_2 und dem Radius a an, so bekommt man das resultierende Stromfeld, indem man zu dem ursprünglichen Potential $\varphi_1 = -i/\sigma_1 x$ noch ein Zusatzpotential φ_2 addiert. Dieses ist im Innern der Kugel durch die Gleichung

$$\varphi_2 = \varphi_2^i = - \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{i}{\sigma_1} x \dots \dots \dots (9)$$

dargestellt; außerhalb der Kugel gilt

$$\varphi_2 = \varphi_2^a = - \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{i}{\sigma_1} \cdot \frac{a^3}{r^3} x \dots \dots \dots (10)$$

Der Nullpunkt der x -Achse ist hierbei im Mittelpunkt der Kugel gedacht, während r den Abstand von diesem Mittelpunkt bedeutet.“

Es wird also das resultierende Potential Φ im Innern der Kugel

$$\Phi^i = \varphi_1 \left(1 + \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \right) \dots \dots \dots (11)$$

und außerhalb der Kugel

$$\Phi^a = \varphi_1 \left(1 + \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{a^3}{r^3} \right) \dots \dots \dots (12)$$

wobei $\varphi_1 = -i/\sigma_1 x$ ist. Für $\sigma_2 = \infty$ und $r = a$ ergibt dies somit

$$\Phi^i = \Phi_a^a = \varphi_1 \left(1 + \frac{\frac{\sigma_1}{\sigma_2} - 1}{2\frac{\sigma_1}{\sigma_2} + 1} \right) = 0.$$

Zum Schluß möchte ich noch einen Rechenfehler berichtigen, der mir in meiner Arbeit „Die Einflüsse von Induktion und Kapazität bei geophysikalischen Potentiallinien-Messungen mit Wechselstrom“, Physikalische Zeitschrift 1926, S. 219ff. unterlaufen ist. Es muß dort bei der Ableitung der Gleichung der Schwingungsellipse (s. 221) heißen:

$$x - y = x \cos \psi + \sqrt{E^2 - x^2} \sin \psi$$

oder

$$2(1 - \cos \psi) x^2 + y^2 - 2(1 - \cos \psi) xy - E^2 \sin^2 \psi = 0,$$

$$\operatorname{tg} 2\delta = + \frac{2(1 - \cos \psi)}{2 \cos \psi - 1},$$

und S. 222 umgekehrt

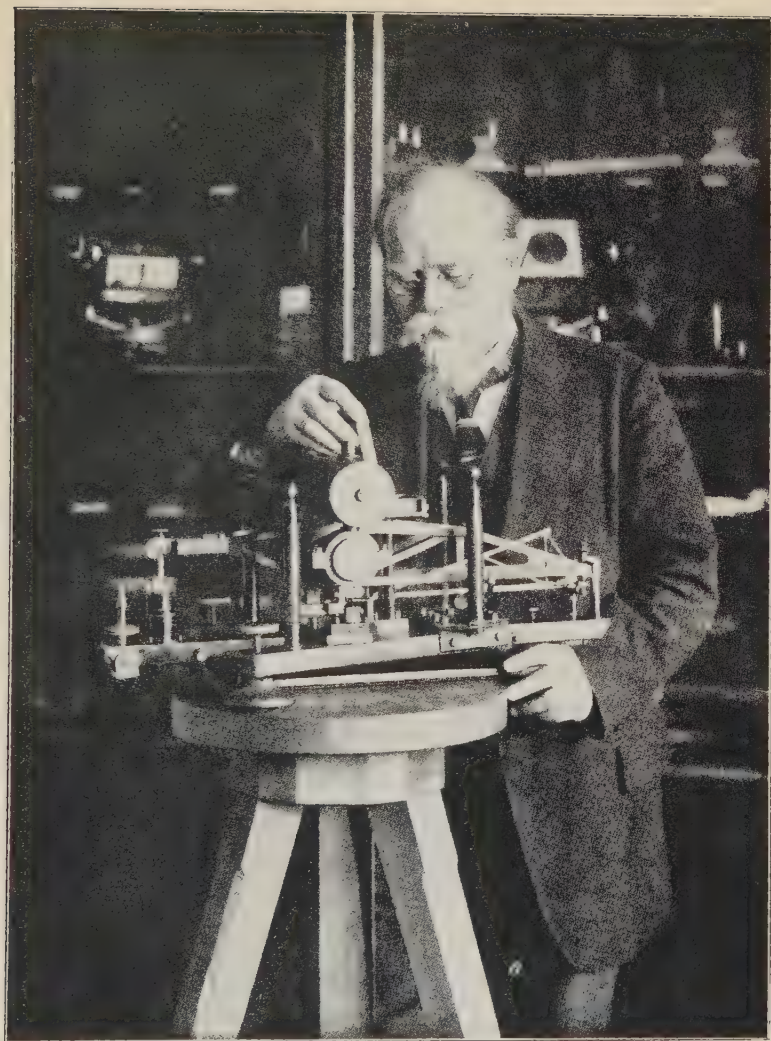
$$2(1 - \cos \psi) x^2 + y^2 + 2(1 - \cos \psi) xy - E^2 \sin^2 \psi = 0,$$

$$\operatorname{tg} 2\delta = - \frac{2(1 - \cos \psi)}{2 \cos \psi - 1}.$$

Damit ändert sich das Resultat dahin, daß die Deformation der „Potentiallinie“ durch Phasenverschiebung bei Vorhandensein natürlicher Kondensatoren in gleicher (nicht „entgegengesetzter“) Richtung wie bei Ohmschen Leitfähigkeitsunterschieden erfolgt.

Mitteilungen.

Am 19. März 1928 verschied der Ehrenvorsitzende der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft der Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. E. Wiechert, Direktor des Geophysikalischen Instituts und ordentlicher Professor an der Universität in Göttingen. Ein Nachruf, der die Verdienste des Verstorbenen um die Entwicklung der Geophysik würdigt, wird im nächsten Hefte erscheinen.



f. Menzies

geb. 26. Dezember 1861; gest. 19. März 1928.

Emil Wiechert †.

Emil Wiechert wurde am 26. Dezember 1861 in Tilsit geboren. Sein Vater, der Kaufmann Johann Wiechert, starb kurz darauf; das beschränkte die Lebensverhältnisse. Die Mutter zog mit dem Kinde nach Königsberg. Dort besuchte Wiechert das Realgymnasium; im Herbst 1881 erhielt er das Reifezeugnis.

Dann studierte er dort Physik bei Volkmann, war sein Assistent und promovierte am 19. Februar 1889 bei ihm mit einer Arbeit über elastische Nachwirkung. 1890 habilitierte er sich an der Universität Königsberg für Physik.

1897 kam Wiechert nach Göttingen. Und jetzt erst, im Alter von 36 Jahren, beginnt seine Tätigkeit als Geophysiker, der nun der weitaus größte Teil seiner Arbeitskraft gilt. Nach Scherings Tode wurde ihm im Januar 1898 die neugegründete außerordentliche Professur für Geophysik übertragen. Nach einer Studienreise durch die Erdbebenstationen Italiens beginnt der Bau und die Einrichtung des neuen Geophysikalischen Instituts auf dem Hainberg. Im Herbst 1901 konnte das Hauptgebäude bezogen werden. Hier hat Wiechert bis zu seinem Tode gearbeitet. 1903 wurde er Mitglied der Göttinger Gesellschaft der Wissenschaften; gleichzeitig trat er in das Kuratorium des Samoa-Observatoriums ein. An Einrichtung und Ausbau dieses Instituts hat Wiechert einen weitreichenden tätigen Anteil genommen. 1904 wurde er zum ordentlichen Professor ernannt. Einige Jahre später, 1908, heiratete er die Tochter des Göttinger Juristen Ziebarth. 1912 wurde er Mitglied der Akademie der Wissenschaften zu Berlin. Auf der Naturforscher-Tagung im Herbst 1922 begründete er die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft, deren Ehrenvorsitzender er 1925 wurde. Nach mehrjähriger Krankheit starb Wiechert am 19. März 1928.

Seine Königsberger Arbeiten, experimentelle und theoretische, beschäftigen sich mit dem Wesen der Elektrizität. Durch Verfeinerung der Methode von Des Coudres erzielte er 1897 die erste brauchbare Bestimmung der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen. Durch gleichzeitige Messung der magnetischen Ablenkung bestimmte er $\frac{e}{m}$ und die Masse des Elektrons zu $\frac{1}{900} - \frac{1}{1900}$ der Masse von H , also in weit engeren Grenzen als es bisher möglich war. Diese eigenen experimentellen Erfahrungen führten Wiechert zu konkreten

Modellvorstellungen über den Bau der Materie: Die Elektrizität besitzt nicht nur atomare Struktur, sondern auch eine bestimmte ponderabele Masse; Materie und Äther sind miteinander verkettet; das Band zwischen beiden bilden die atomistischen Elementarteilchen der Elektrizität, die Elektronen; in dieser Verkettung liegt die Ursache der Trägheit. Die Eingliederung dieser neuen Anschauungen in eine systematische Darstellung der physikalischen Vorgänge versuchte Wiechert in seiner „Theorie der Elektrodynamik“, damals in Königsberg begonnen (Das Wesen der Elektrizität, 1897) und fortgesetzt durch mannigfache Beiträge zur Elektrodynamik, zur Relativitätstheorie, Mechanik, bis in die letzten Jahre seines Lebens.

Wiecherts erste Aufgabe als Geophysiker war die Einrichtung des Instituts auf dem Hainberg bei Göttingen, des ersten selbständigen geophysikalischen Instituts in Deutschland. Seismik, Luftelektrizität, Erdmagnetismus sollten die Arbeitsgebiete sein. Das eisenfreie Gaußhaus zu magnetischen Beobachtungen wurde von der Göttinger Sternwarte übernommen und im Institutsgelände aufgestellt. Das Erdbebenhaus wurde, um genügenden Temperaturschutz zu erreichen, in die Erde eingebaut. Für den Zeitdienst wurde in der astronomischen Hütte ein Passageinstrument aufgestellt. Eine luftelektrische Beobachtungswiese mit Hütte wurde eingerichtet; eine meteorologische Station aufgebaut. Das Hauptgebäude erhielt einen Turm mit Beobachtungsplattform; einen tief gelegenen Beobachtungsraum mit erschütterungsfreien Pfeilern. Und nun begann die fröhliche Arbeit, diese Häuser mit den mannigfachsten Instrumenten zu bevölkern. Hier war Wiechert in seiner eigensten und liebsten Tätigkeit. Das große experimentelle Geschick, das sich schon in seinen physikalischen Arbeiten gezeigt hatte, kam hier zu voller Geltung. Die Natur hatte ihn mit zwei Gaben ausgestattet, die ihn hierzu besonders befähigten: ein feines physikalisches Gefühl, das sofort qualitativ das instrumentell Mögliche überschaute und ein sicherer Zahlensinn, der quantitativ die Größenordnung der Wirkung überschlug. So entstanden gleich in den ersten Jahren eine größere Anzahl neuer geophysikalischer Instrumente: ein Sinusgalvanometer zu absoluten erdmagnetischen Messungen, ein Spektroskop von ungewöhnlicher Lichtstärke, mit dem Wiechert die grüne Polarlichtlinie beobachten konnte, auch an Abenden, die sonst keine Polarlichtentfaltung erkennen ließen. Zu luftelektrischen Beobachtungen wurde ein Quarzfadenelektrometer und nach Gerdiens Anweisungen Instrumente zur Messung der elektrischen Leitfähigkeit, des Ionengehaltes, des Potentialgefälles der Atmosphäre gebaut; vor allem aber entstanden neue Typen von Seismographen, Horizontal- und Vertikalseismographen.

Der Bau seismischer Instrumente wurde und blieb Wiecherts liebstes Arbeitsgebiet. Alle Einzelheiten dieser Seismographen wurden theoretisch untersucht und experimentell erprobt: Die Reibung in den Gelenken und an der Schreibfeder, die elastische Nachwirkung der Spiral- und Biegefedern, ihre Temperaturempfindlichkeit; die Wirkungsweise der verschiedenen Dämpfungsarten auf die Eigenschwingung, Luft-, Flüssigkeits- und magnetische Dämpfung;

die Trägheitswirkung der Massen längs der Hebelsysteme. Aus diesen Studien entstand ein klares Bild der Wirkungsweise gedämpfter Seismographen. In der „Theorie der automatischen Seismographen“ wurden die theoretischen Grundlagen zusammengestellt: Ein Seismograph wirkt danach wie ein Pendel von äquivalenter Pendellänge, das die Bewegung seiner Masse vergrößert aufzeichnet. Äquivalente Pendel- und Indikatorlänge, Dämpfungs- und Reibungsgröße charakterisieren sein Verhalten. Dann wurde die Wirkung von Neigung, Drehung und Parallelverschiebung des Bodens auf den Seismographen abgeleitet; die Indikatorgleichung der Bewegung eines gedämpften Seismographen mit räumlich verteilter Masse aufgestellt. Für periodische Störungen ergab sich die viel benutzte Beziehung, die die wahre Vergrößerung der Bodenbewegung mit der Hebelvergrößerung, der Dämpfung, der Periode der Bodenbewegung und der Eigenperiode verknüpft. Auf Grund dieser praktischen und theoretischen Arbeiten wurden die Seismographen konstruiert und ihre Aufzeichnungen analysiert.

Statt der bisher üblichen photographisch registrierenden Seismographen großer Vergrößerung wurden Rußschreiber gebaut: Der astatische Horizontalseismograph mit 12 sec Eigenperiode und 200 facher Vergrößerung, der Vertikalseismograph, das 17-Tonnenpendel, das bei etwa 1 sec Periode und 2000 facher Vergrößerung schon dieser großen stationären Masse bedarf, um die Reibung am Schreibstift zu überwinden, die doch kaum dem Drucke von 1 mg gleichkommt.

Die Wiechertschen Seismographen wurden in allen Gegenden der Erde aufgestellt, sie lieferten dank ihrer Dämpfung „lesbare“ Aufzeichnungen. Es waren nicht mehr Eigenschwingungen der Pendel; die wahren Amplituden und Perioden der Bodenbewegung konnten für alle drei Komponenten abgeleitet werden. Neue Einsätze traten hervor. Reflexionen wurden erkannt. Eine lebhaftere Tätigkeit begann im Göttinger Institut: die Analyse der Seismogramme; die Aufstellung der Laufzeitkurven für alle Einsätze; die zeichnerische Konstruktion der Laufstrahlen; die Bestimmung der Scheitelgeschwindigkeit und Scheiteltiefe. Zahlreiche Untersuchungen entstanden: Über die Absorption, Reflexion der Energie, über die Periodenlänge, die Schwingungsebene und das Azimut der Bodenbewegung.

Eingehend wird von Wiechert die Theorie der Ausbreitung einer elastischen Störung dargestellt: Die Sonderung der Wellenzüge, der longitudinalen, transversalen, Rayleigh- und Schichtschwingungen, die Reflexionen an Grenzschichten (Erdbebenwellen 1907). Zur Ableitung der Scheitelgeschwindigkeit und Scheiteltiefe der Laufstrahlen wird die Herglotzsche Methode von Wiechert ausgebaut.

Nach diesen Rechnungen dringen die Strahlen der longitudinalen und transversalen Vorläufer tief in die Erde ein. Ihre Geschwindigkeit als Funktion der Tiefe läßt sich jetzt angeben. Zunächst erscheint die Erde zweiteilig: Eine äußere Schale, in der die Geschwindigkeit linear anwächst, ein Kern in 1500 km Tiefe, in der die Änderung gering ist. Doch der Vergleich der Göttinger- und

Samoabeobachtungen erlaubt die Laufstrahlen der longitudinalen Wellen tiefer hinab zu verfolgen, bis nahe dem Mittelpunkt der Erde. Die Erde erweist sich danach als dreiteilig, in größerer Tiefe sinkt die Geschwindigkeit plötzlich ab. Schon früher hatte Wiechert versucht, die Massenverteilung im Erdinnern aus der bekannten mittleren Dichte, einer plausiblen Annahme über die Dichte der äußeren Schale und aus den bekannten Daten der Abplattung, Präzession und Nutation abzuleiten. Jetzt folgen aus seismischen Beobachtungen die Lagen der Diskontinuitätsschichten und damit die Dimensionen von Mantel, Zwischenschicht und Schale. Die zugehörigen Dichten lassen sich dann berechnen, ebenso die Elastizitätskonstanten.

Die Transversalwellen dringen hinab bis zum Kern, doch nicht in diesen hinein. Der Kern besitzt keine Starrheit; er verhält sich wie eine Flüssigkeit, trotz des Druckes von mehr als 10^6 Atmosphären. Mantel und Zwischenschicht sind dagegen trotz ihrer hohen Temperatur für die nur Sekunden dauernden seismischen Wellen mehrfach starrer als Stahl. Die Erdfigur aber zeigt, daß im großen Ganzen hydrostatisches Gleichgewicht besteht gegenüber der Jahrmillionen wirkenden Schwerkraft. Hier entstehen auf Grund experimenteller Beobachtungen neue physikalische Anschauungen über die Konstitution der Materie. Die Erde ist das große Versuchsobjekt. Gelten die Gesetze der Laboratoriumsphysik für die Zeiten, Massen und Größen der Weltkörper?

Wieder führen die eigenen Beobachtungen Wiechert auf Vorstellungen über die Konstitution der Materie, auf die Grundlagen der Physik, bis an die Grenzen unserer Erkenntnisse.

Schon 1905 begann Wiechert mit experimentellen seismischen Untersuchungen, mit Erschütterungsmessungen. Transportable, hochempfindliche Seismographen für photographische Registrierungen wurden gebaut. Doch erst nach dem Kriege wurde die Seismik eine experimentelle Wissenschaft. Künstliche Erdbeben wurden durch Sprengungen erzeugt, die Boden- und Lufterschütterungen sollten bis in große Entfernung gemessen werden. Das stellte neue instrumentelle Anforderungen; ein zweimillionenfach vergrößernder Vertikal-seismograph für photographische Registrierungen wird aufgestellt, leichte transportable Seismographen werden konstruiert: Schallempfänger gebaut, für Ruß- und photographische Registrierung; hochempfindlich für Schalldruck, unempfindlich gegen Windstöße; „fliegende“ Beobachtungsstationen für seismische und für Schallbeobachtungen eingerichtet und mit „drahtloser“ Zeitkontrolle ausgerüstet. Ermöglicht durch die großzügige Unterstützung der Notgemeinschaft deutscher Wissenschaft entsteht eine systematische Untersuchung von großem Ausmaß.

Auch diesen experimentellen Arbeiten der letzten Jahre waren große Erfolge beschieden. Über 200 km weit konnten die Bodenbewegungen bei Sprengungen verfolgt werden, über 400 km der Luftschall. Auch hier wurden Laufzeitkurven abgeleitet, Scheitelgeschwindigkeit und Scheitelhöhe bestimmt. Diskontinuitäten entdeckt; im Boden und in der Luft. Neue Anschauungen

über den Aufbau der oberen Atmosphäre, über die Massenlagerungen im Untergrund folgen daraus. Zwischen 30 und 40 km Höhe beginnt eine warme Schicht, die den Schall zum Boden zurückführt. Vielleicht beginnt dort ein neuer selbständiger Kreislauf. Ein neues Hilfsmittel für Meteorologie und Geologie ist geschaffen von großer praktischer Bedeutung, wie die Erfolge von Mintrop zeigen. Wieweit kann man Luft- und Bodenschall als Sonden hinauf- und hinabtreiben, bis zur Höhe der Polarlichter, bis zum Boden der Kontinente, bis zur Tiefe der isostatischen Ausgleichfläche?

Es war Wiechert nicht vergönnt, diese großen Aufgaben zu Ende zu führen. Die Krankheit kam. Er rang ihr die Zeit zur Arbeit ab. Er setzte sich zur Wehr mit der großen Energie und Zähigkeit einer wahren Forscher-natur, die keinen anderen Inhalt hat als ihr Werk. Mitten im Werk ist er gestorben.

Wiechert war stets und ganz von seinen Arbeiten und Problemen beherrscht. Nur wenig konnte daneben Raum finden. Die Erfahrungen einer harten Jugend und das nur langsame Aufsteigen in eine seiner Energie und Begabung entsprechende Stellung gaben ihm eine große Zurückhaltung, die auch im Verkehr mit seinen Kollegen zutage trat. Nur sehr wenige können sich seines Vertrauens, kaum einer seiner Freundschaft rühmen. Um so enger schloß er sich an die wenigen Menschen, die zu ihm gehörten, an seine Mutter und seine Gattin. Mit diesen verband ihn durch lange Jahre ein gleichmäßiges und heiteres Gefühl von seltener Stärke und Schönheit. G. Angenheister.

Die topographische Reduktion bei Drehwagenbeobachtungen.

Von B. Numerov. — (Mit zwei Diagrammen.)

Die Grundsätze zum vorliegenden Verfahren der topographischen Reduktion bei gravimetrischen Messungen habe ich im Sommer 1925 ausgearbeitet, als ich die Arbeiten mit der Drehwage an der nordöstlichen Küste des Kaspischen Meeres in Angriff nahm.

Wie es in meiner vorläufigen Mitteilung: „Graphische Methode zur Berücksichtigung des topographischen Einflusses und des Einflusses der unterirdischen Massen auf die gravimetrischen Beobachtungen“ *) dargelegt wurde, ist die Berechnung der Geländewirkung, bis zu 50 m von der Drehwage, analytisch auszuführen; darüber hinaus wird diese graphisch, mittels speziell angefertigter Diagramme auf einer mit Höhenlinien versehenen Karte verrichtet.

Legen wir ein Koordinatensystem XYZ mit dem Anfangspunkt in O zugrunde. Die Achse Z sei nach unten, parallel zu der im Punkte C — im

*) Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. I, 1924/25, Heft 8, S. 367—371.

Schwerpunkte der Drehwage — wirkenden Schwerkraft gerichtet. Bezeichnen x, y, z die Koordinaten des Punktes C und a, b, c die Koordinaten des Punktes M der elementaren Masse, die auf die Angaben der Drehwage einwirkt, so ist das Gravitationspotential gleich dem Integral, das sich über sämtliche Volumenelemente der störenden äußeren Massen verbreitet, und zwar:

$$V = k^2 \int \frac{dm}{\sqrt{(a-x)^2 + (b-y)^2 + (c-z)^2}} \dots \dots \dots (1)$$

Sind die rechtwinkligen und zylindrischen Koordinaten durch Bedingungen

$$\left. \begin{aligned} a-x &= l \cos \alpha \\ a-y &= l \sin \alpha \\ c-z &= h \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

verbunden, so nehmen die Differentialquotienten vom Potential, die wir mit der Drehwage im Punkte C beobachten, in beiden Koordinatensystemen folgende Form an [Formel (3)].

Hierbei ist $k^2 = 667 \cdot 10^{-10}$ (C.G.S.) die Gravitationskonstante und δ die Dichte der störenden homogenen Massen.

Die erste Integration der Formeln (3) führen wir nach der Variablen h in den Grenzen von h_1 und h_2 aus, die zweite nach der Variablen l in den Grenzen von 0 bis l , und die dritte nach α in den Grenzen von 0 bis 2π .

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z} &= 3 k^2 \int \frac{(c-z)(a-x) dm}{[(a-x)^2 + (b-y)^2 + (c-z)^2]^{5/2}} \\ &= 3 k^2 \delta \iiint \frac{h l^2 \cos \alpha}{(l^2 + h^2)^{5/2}} dl d\alpha dh \\ \frac{\partial^2 V}{\partial y \partial z} &= 3 k^2 \int \frac{(c-z)(b-y) dm}{[(a-x)^2 + (b-y)^2 + (c-z)^2]^{5/2}} \\ &= 3 k^2 \delta \iiint \frac{h l^2 \sin \alpha}{(l^2 + h^2)^{5/2}} dl d\alpha dh \\ \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} &= 3 k^2 \int \frac{[(a-x)^2 - (b-y)^2] dm}{[(a-x)^2 + (b-y)^2 + (c-z)^2]^{5/2}} \\ &= 3 k^2 \delta \iiint \frac{l^3 \cos 2\alpha}{(l^2 + h^2)^{5/2}} dl d\alpha dh \\ 2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} &= 6 k^2 \int \frac{(a-x)(b-y) dm}{[(a-x)^2 + (b-y)^2 + (c-z)^2]^{5/2}} \\ &= 3 k^2 \delta \iiint \frac{l^3 \sin 2\alpha}{(l^2 + h^2)^{5/2}} dl d\alpha dh \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

Bezeichnen A und B die entsprechenden Resultate der Integration nach den Variablen h , so ist:

$$\left. \begin{aligned} A &= 3k^2\delta\pi \int_0^l \frac{dl}{l} \left[\frac{h}{\sqrt{h^2 + l^2}} - \frac{1}{3} \frac{h^3}{(h^2 + l^2)^{3/2}} \right]_{h_1}^{h_2} \\ B &= -k^2\delta\pi \int_0^l \frac{dl}{l} \left[\frac{l^3}{(l^2 + h^2)^{3/2}} \right]_{h_1}^{h_2} \end{aligned} \right\} \dots \dots (4)$$

Somit können die vier Gradienten der Formel (3) in nachstehender Form geschrieben werden:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^3 V}{\partial x \partial z} &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} B \cos \alpha d\alpha = C_1, & \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} A \cos 2\alpha d\alpha = C_2 \\ \frac{\partial^3 V}{\partial y \partial z} &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} B \sin \alpha d\alpha = S_1, & 2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} A \sin 2\alpha d\alpha = S_2 \end{aligned} \right\} (5)$$

Hierbei sind C_1 und S_1 die Koeffizienten des $\cos \alpha$ und $\sin \alpha$ in der Entwicklung der Funktion B in Fouriersche Reihen und C_2 und S_2 die entsprechenden Koeffizienten von $\cos 2\alpha$ und $\sin 2\alpha$ bei der Entwicklung der Funktion A .

Berechnung der Funktionen A und B . Zur Bestimmung des Einflusses des topographischen Reliefs sind die Integrationsgrenzen der Variablen h in den Formeln (4) festzulegen. Wir denken uns eine horizontale Fläche OXY durch den Fußpunkt des Instrumentes gelegt. Dann wird, wenn sich die störenden Massen über die Fläche OXY bis zur Höhe H erheben, die Integrationsgrenze h_1 gleich $c_1 - z$ oder gleich $J - H$ und die Integrationsgrenze h_2 gleich $c_2 - z$ oder gleich J sein, wobei J die Schwerpunkthöhe des Instrumentes bezeichnet. Senkt sich das Relief unter diese Fläche, so wird der Einfluß der fehlenden Massen einen negativen Wert haben; deswegen behalten die Integrationsgrenzen ihre Form, wenn wir H negative Werte ansetzen werden *).

Nun wählen wir eine beliebige Richtung des Strahles l mit dem Azimut α . Längs des gewählten Strahles kann H für einen beliebigen Halbmesser von l , von $l = 0$ angefangen, mittels Nivellierung abgemessen sein und also der Wert der unter den Integralzeichen befindlichen Funktionen berechnet werden. Die Berechnung der Funktionen A und B führt somit zur Berechnung des Integrals $\int f(l) dl$ längs des Halbmessers l . In einigen Spezialfällen wird es wohl möglich sein, unmittelbar das Integral nach dem Werte von l zu berechnen, aber

*) Bei der Berechnung von unterirdischen Massen wird die Integration nach h in den Grenzen von J bis $J + H$ ausgeführt, wobei H die Tiefe des Massivs vorstellt.

in sämtlichen reellen Fällen, wo die Geländewirkung zu bestimmen ist, werden wir auf einen sehr komplizierten Zusammenhang zwischen H und l stoßen, so daß wir bei der Berechnung zu mechanischen Quadraturen greifen müssen. Um die zweckmäßigste Formel der Quadratur wählen zu können, soll der allgemeine Charakter der Veränderung von $f(l)$ sowohl im Falle A wie im Falle B berücksichtigt werden. Zu diesem Zwecke setzen wir $H = l \cdot \sigma$, wobei σ eine gewisse Funktion von l ist und im allgemeinen eine kleine Größe (von der Größenordnung der Neigungen des Geländes) vorstellt, nach der wir die Funktionen unter den Integralzeichen entwickeln können. In der Tat, wird in (4) die Integrationsgrenze h_1 durch $J - l\sigma$ und h_2 durch J ersetzt, so ergibt die Entwicklung im Falle

$$\left. \begin{aligned} A: f(l) &= 3 k^2 \delta \pi [\sigma l^4 (l^2 + J^2)^{-5/2} + \frac{5}{2} \sigma^2 l^5 J (l^2 + J^2)^{-7/2} \\ &\quad + 5 \sigma^3 l^6 (l^2 + J^2)^{-9/2} (J^2 - \frac{1}{6} l^2)] \\ B: f(l) &= k^2 \delta \pi [3 \sigma J l^3 (l^2 + J^2)^{-5/2} + \frac{3}{2} \sigma^2 l^4 (l^2 + J^2)^{-7/2} (4 J^2 - l^2) \\ &\quad - \frac{5}{2} l^5 J \sigma^3 (l^2 + J^2)^{-9/2} (3 l^2 - 4 J^2)] \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Für $l = 0$ ist in beiden Fällen $f(l) = 0$; für A erreicht das erste Glied der Entwicklung von $f(l)$ sein Maximum bei $l = 2J$, für B bei $l = J\sqrt{3/2}$. Hernach fangen die Funktionen $f(l)$ an abzunehmen und werden gleich 0 bei $l = \infty$, und können also in eine Reihe nach Potenzen von l^{-1} entwickelt werden.

Da mit der Zunahme von l die Funktionen $f(l)$ rasch abnehmen, so ist es zweckmäßig, bei der Berechnung der Quadraturen für A und B , die Werte der unabhängigen Variable l nicht in gleichen, sondern in rasch zunehmenden Intervallen zu wählen, indem gleiche Intervalle bloß im Bereiche des Maximums beizubehalten sind.

Dementsprechend wählen wir für l im Bereiche des Maximums Werte in kurzen Abständen von je 1 m, d. h. 0, 1, 2, 3, 4 m; weiter bis zu 50 m nehmen wir für l Werte in rasch zunehmenden Abständen an, und zwar: 5, 8, 20 und 50 m. Über 50 m hinaus halten wir es zweckmäßiger, die Geländewirkung mittels eines graphischen Verfahrens zu bestimmen, wovon unten die Rede sein wird.

Die Integration in den Grenzen von $l = 0$ bis $l = 4$ werden wir nach der Formel von Cotes:

$$\int_0^4 f(l) dl = \frac{4}{3} f(1) + \frac{2}{3} f(2) + \frac{4}{3} f(3) + \frac{1}{3} f(4) \dots \dots \dots (7)$$

ausführen.

Was die Integration in den Grenzen von 4 bis 8 und von 8 bis 50 betrifft, so werden wir diese nach einer Formel ausführen, die auf der Entwicklung der $f(l)$ nach Potenzen von l^{-1} (von l^{-2} ab) basiert ist.

In der Tat, ist uns die Funktion

$$f(l) = \frac{a}{l^2} + \frac{b}{l^3} + \frac{c}{l^4} + \dots \dots \dots (8)$$

für drei Werte des Argumentes $l = \alpha, \beta, \gamma$ gegeben, so ergibt die Integration in den Grenzen von α bis γ :

$$\int_{\alpha}^{\gamma} f(l) dl = a \left(\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\gamma} \right) + \frac{b}{2} \left(\frac{1}{\alpha^2} - \frac{1}{\gamma^2} \right) + \frac{c}{3} \left(\frac{1}{\alpha^3} - \frac{1}{\gamma^3} \right) \cdot \cdot \cdot \quad (9)$$

Setzt man in die Formel (9) das Resultat der Auflösung eines Systems von Gleichungen mit drei Unbekannten a, b, c :

$$\left. \begin{aligned} \alpha^4 f(\alpha) &= a\alpha^2 + b\alpha + c \\ \beta^4 f(\beta) &= a\beta^2 + b\beta + c \\ \gamma^4 f(\gamma) &= a\gamma^2 + b\gamma + c \end{aligned} \right\} \cdot \cdot \cdot \quad (10)$$

ein, so erhält man die gesuchte Formel der Quadraturen, und zwar:

$$\int_{\alpha}^{\gamma} f(l) dl = C_1 f(\alpha) + C_2 f(\beta) + C_3 f(\gamma) \cdot \cdot \cdot \quad (11)$$

Für $\alpha = 4$, $\beta = 5$ und $\gamma = 8$ ergibt sich

$$C_1 = \frac{1}{6}, \quad C_2 = \frac{625}{288}, \quad C_3 = \frac{16}{9},$$

für $\alpha = 8$, $\beta = 20$ und $\gamma = 50$ ergibt sich

$$C_1 = \frac{224}{125}, \quad C_2 = \frac{343}{10}, \quad C_3 = -\frac{175}{8}.$$

Die Berechnung der Funktionen A und B stellt sich also definitiv in folgender Form dar:

$$\left. \begin{aligned} A &= A_1 + A_2 + A_3 + A_4 + A_5 + A_8 + A_{20} + A_{50} \\ B &= B_1 + B_2 + B_3 + B_4 + B_5 + B_8 + B_{20} + B_{50} \end{aligned} \right\} \cdot \cdot \cdot \quad (12)$$

wobei

$$\left. \begin{aligned} A_i &= \frac{3 k^2 \delta \pi C_i}{l_i} \left[h(l^2 + h^2)^{-1/2} - \frac{1}{3} h^3 (l^2 + h^2)^{-3/2} \right]_{h_1=J-H}^{h_2=J} \\ B_i &= -k^2 \delta \pi C_i l_i^2 \left[(l^2 + h^2)^{-3/2} \right]_{h_1=J-H}^{h_2=J} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

und

$$\left. \begin{aligned} C_1 &= \frac{4}{3}; & C_2 &= \frac{2}{3}; & C_3 &= \frac{4}{3}; & C_4 &= \frac{1}{2}; \\ C_5 &= \frac{625}{288}; & C_8 &= \frac{4016}{1125}; & C_{20} &= \frac{343}{10}; & C_{50} &= -\frac{175}{8} \end{aligned} \right\}$$

Auf der umstehenden Seite sind Tabellen der Werte der Funktionen A und B (Einheit: 10^{-9}) nach dem Argument H bei einer Dichte $\delta = 2$ und für eine Schwerpunkthöhe des Instrumentes $J = 1$ m und die Wertdifferenzen ΔA und ΔB bei einer Zunahme der Höhe J um je 0.1 m angegeben.

Tabelle A. Werte der Funktion A_l , Einheit 10^{-9} cgs.

H_m	A_1 $\cdot 10^{-9}$	ΔA_1 $\cdot 10^{-9}$	H_m	A_2 $\cdot 10^{-9}$	ΔA_2 $\cdot 10^{-9}$	H_m	A_3 $\cdot 10^{-9}$	ΔA_3 $\cdot 10^{-9}$	H_m	A_4 $\cdot 10^{-9}$	ΔA_4 $\cdot 10^{-9}$
-0.2	-47	+10	-0.4	-39	+4	-0.7	-82	+5	-1.0	-28	+1
-0.1	-26	+6	-0.3	-31	+3	-0.6	-73	+4	-0.9	-26	+1
0.0	0	0	-0.2	-22	+2	-0.5	-62	+4	-0.8	-24	+1
+0.1	+34	-8	-0.1	-11	+1	-0.4	-51	+3	-0.7	-21	+1
+0.2	+77	-17	0.0	0	0	-0.3	-40	+2	-0.6	-18	+1
			+0.1	+13	-1	-0.2	-27	+2	-0.5	-16	+1
			+0.2	+26	-2	-0.1	-14	+1	-0.4	-13	0
			+0.3	+42	-4	0.0	0	0	-0.3	-10	0
			+0.4	+58	-5	+0.1	+15	-1	-0.2	-7	0
						+0.2	+30	-1	-0.1	-3	0
						+0.3	+46	-2	0.0	0	0
						+0.4	+63	-3	+0.1	+3	0
						+0.5	+80	-3	+0.2	+7	0
						+0.6	+97	-4	+0.3	+11	0
						+0.7	+115	-4	+0.4	+14	0
									+0.5	+18	0
									+0.6	+22	0
									+0.7	+26	0
									+0.8	+30	-1
									+0.9	+33	-1
									+1.0	+37	-1
						H_m	A_{20} $\cdot 10^{-9}$	ΔA_{20} $\cdot 10^{-9}$			
-1.0	-88	+2	-10.0	+105	0	-5.0	-495	+2			
-0.9	-80	+2	-9.0	+96	0	-4.0	-405	+2			
-0.8	-72	+2	-8.0	+85	0	-3.0	-310	+1			
-0.7	-64	+2	-7.0	+75	0	-2.0	-210	0			
-0.6	-56	+1	-6.0	+65	0	-1.0	-106	0			
-0.5	-47	+1	-5.0	+54	0	0.0	0	0	H_m	A_8 $\cdot 10^{-9}$	ΔA_8 $\cdot 10^{-9}$
-0.4	-38	+1	-4.0	+44	0	+1.0	+108	0	-2.0	-120	+2
-0.3	-29	+1	-3.0	+33	0	+2.0	+215	0	-1.0	-64	+1
-0.2	-19	0	-2.0	+22	0	+3.0	+321	0	0.0	0	0
-0.1	-10	0	-1.0	+11	0	+4.0	+425	0	+1.0	+69	0
0.0	0	0	0.0	0	0	+5.0	+526	+1	+2.0	+138	0
+0.1	+10	0	+1.0	-11	0						
+0.2	+20	0	+2.0	-22	0						
+0.3	+30	0	+3.0	-33	0						
+0.4	+41	-1	+4.0	-44	0						
+0.5	+52	-1	+5.0	-55	0						
+0.6	+62	-1	+6.0	-66	0						
+0.7	+73	-1	+7.0	-76	0						
+0.8	+84	-1	+8.0	-87	0						
+0.9	+95	-1	+9.0	-97	0						
+1.0	+106	-1	+10.0	-107	0						

Berechnung der in den Formeln (5) auftretenden Koeffizienten der in Fouriersche Reihen entwickelten Funktionen A und B . Die Funktionen A und B , die für verschiedene Halbmesser l berechnet wurden, stellen Funktionen des Azimuts α vor. Werden dieselben natürlicherweise in Form von Fourierschen Reihen ($C_0 + C_1 \cos \alpha + C_2 \cos 2\alpha + \dots + S_1 \sin \alpha + S_2 \sin 2\alpha + \dots$) dargestellt, so führt die Integration der Gleichungen (5) nach α , in den Grenzen von 0 bis 2π , zum genauen Ausdruck der vier Gradienten, und zwar für B durch die ersten Koeffizienten der Entwicklung C_1 und S_1 und für A durch C_2 und S_2 . Aufgabe ist also, die erwähnten vier Koeffizienten auf Grund der bekannten Werte der Funktionen A und B zu berechnen. Wir teilen den Kreis mit dem Halbmesser l in n gleiche Teile und setzen n gleich 8, 16 oder 32. Für die gewählten Azimute nehmen wir die Werte der Funktionen A und B als bekannt an. Bilden wir für jeden der n Teilpunkte die Produkte

Tabelle B. Werte der Funktion B_p , Einheit 10^{-9} cgs.

H_m	B_1 $\cdot 10^{-9}$	ΔB_1 $\cdot 10^{-9}$	H_m	B_2 $\cdot 10^{-9}$	ΔB_2 $\cdot 10^{-9}$	H_m	B_3 $\cdot 10^{-9}$	ΔB_3 $\cdot 10^{-9}$	H_m	B_4 $\cdot 10^{-9}$	ΔB_4 $\cdot 10^{-9}$
-0.2	-51	+8	-0.4	-23	+1	-0.7	-36	0	-1.0	-10	0
-0.1	-28	+4	-0.3	-18	0	-0.6	-31	0	-0.9	-9	0
0.0	0	0	-0.2	-12	0	-0.5	-26	0	-0.8	-8	0
+0.1	+32	-4	-0.1	-6	0	-0.4	-20	0	-0.7	-7	0
+0.2	+68	-9	0.0	0	0	-0.3	-15	0	-0.6	-6	0
			+0.1	+6	0	-0.2	-10	0	-0.5	-5	0
			+0.2	+12	0	-0.1	-5	0	-0.4	-4	0
			+0.3	+18	0	0.0	0	0	-0.3	-3	0
			+0.4	+23	0	+0.1	+5	0	-0.2	-2	0
						+0.2	+9	0	-0.1	-1	0
						+0.3	+13	+1	0.0	0	0
						+0.4	+17	+1	+0.1	+1	0
						+0.5	+20	+2	+0.2	+2	0
						+0.6	+22	+2	+0.3	+2	0
						+0.7	+24	+3	+0.4	+3	0
									+0.5	+3	0
									+0.6	+4	0
									+0.7	+4	+1
									+0.8	+4	+1
									+0.9	+4	+1
									+1.0	+5	+1
						H_m	B_{20} $\cdot 10^{-9}$	ΔB_{20} $\cdot 10^{-9}$			
						-5.0	-84	-2			
						-4.0	-60	-2			
						-3.0	-38	-1			
						-2.0	-21	-1			
						-1.0	-8	-1			
						0.0	0	0	H_m	B_3 $\cdot 10^{-9}$	ΔB_3 $\cdot 10^{-9}$
						+1.0	+3	0	-2.0	-29	-1
						+2.0	0	+1	-1.0	-12	-1
						+3.0	-8	+2	0.0	0	0
						+4.0	-21	+2	+1.0	+4	+1
						+5.0	-38	+2	+2.0	0	+2

aus den Funktionen A und B und den entsprechenden \sin oder \cos und summieren (d. h. bilden wir $\Sigma B \cos \alpha$, $\Sigma B \sin \alpha$, $\Sigma A \cos 2\alpha$ und $\Sigma A \sin 2\alpha$), so können unter der Voraussetzung, daß sich A und B in Fouriersche Reihen entwickeln lassen, folgende Formeln geschrieben werden:

$$\left. \begin{aligned} \Sigma B \cos \alpha &= \frac{n}{2} (C_1 + C_{n+1} \dots) \\ \Sigma B \sin \alpha &= \frac{n}{2} (S_1 + S_{n+1} \dots) \\ \Sigma A \cos 2\alpha &= \frac{n}{2} (C_2 + C_{n+2} \dots) \\ \Sigma A \sin 2\alpha &= \frac{n}{2} (S_2 + S_{n+2} \dots) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (14)$$

Unter der Voraussetzung, daß n groß genug ist und daß die entsprechenden Fourierschen Reihen die Funktionen A und B darstellen, so daß die höheren Glieder der Entwicklung von $n + 1$, $2n + 1$ an vernachlässigt werden dürfen, können die Formeln (14) für eine annähernde Berechnung der gesuchten Werte der Koeffizienten C_1 , S_1 , C_2 und S_2 benutzt werden. Es ist leicht zu erkennen, daß die Methode der Integration nach α mittels Entwicklung in eine Fouriersche Reihe bedeutend genauere Resultate ergibt, als die Anwendung der gewöhnlichen Quadraturformeln (z. B. der Formeln von Simpson), wie es einige Autoren zu tun pflegen.

Für praktische Anwendung geben wir bereits zusammengestellte Formeln, in denen die numerischen Werte der Koeffizienten für drei Werte von n angegeben sind, wobei bei der Berechnung Glieder höherer Größenordnungen vernachlässigt wurden. Die Indizes bei den Funktionen A und B bezeichnen das Azimut, auf welches sich die Funktion bezieht:

$$n = 8$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z} &= 0.1768(B_{45} - B_{135} - B_{225} + B_{315}) + 0.2500(B_0 - B_{180}) \\ \frac{\partial^2 V}{\partial y \partial z} &= 0.1768(B_{45} + B_{135} - B_{225} - B_{315}) + 0.2500(B_{90} - B_{270}) \\ \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} &= 0.2500(A_0 - A_{90} + A_{180} - A_{270}) \\ 2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} &= 0.2500(A_{45} - A_{135} + A_{225} - A_{315}) \end{aligned} \right\} (15)$$

$$n = 16$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z} &= 0.1250(B_0 - B_{180}) + 0.1155(B_{22.5} - B_{157.5} - B_{202.5} + B_{337.5}) \\ &\quad + 0.0884(B_{45} - B_{135} - B_{225} + B_{315}) \\ &\quad + 0.0478(B_{67.5} - B_{112.5} - B_{247.5} + B_{292.5}) \\ \frac{\partial^2 V}{\partial y \partial z} &= 0.0478(B_{22.5} + B_{157.5} - B_{202.5} - B_{337.5}) \\ &\quad + 0.0884(B_{45} + B_{135} - B_{225} - B_{315}) \\ &\quad + 0.1155(B_{67.5} + B_{112.5} - B_{247.5} - B_{292.5}) \\ &\quad + 0.1250(B_{90} - B_{270}) \\ \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} &= 0.0884(A_{22.5} - A_{67.5} - A_{112.5} + A_{157.5} + A_{202.5} - A_{247.5} \\ &\quad - A_{292.5} + A_{337.5}) + 0.1250(A_0 - A_{90} + A_{180} - A_{270}) \\ 2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} &= 0.0884(A_{22.5} + A_{67.5} - A_{112.5} - A_{157.5} + A_{202.5} + A_{247.5} \\ &\quad - A_{292.5} - A_{337.5}) + 0.1250(A_{45} - A_{135} + A_{225} - A_{315}). \end{aligned}$$

Tabelle 1.

α	H_1	H_2	H_3	H_4	H_5	H_8	H_{20}	H_{50}	α
0.0°	0.10	0.20	0.30	0.40	0.50	0.80	2.00	5.00	0.0°
22.5	0.09	0.18	0.28	0.37	0.46	0.74	1.85	4.62	337.5
45.0	0.17	0.14	0.21	0.28	0.35	0.57	1.41	3.54	315.0
67.5	0.04	0.08	0.11	0.15	0.19	0.31	0.77	1.91	292.5

Ferner berechnen wir die Tabelle 2 der Werte der Funktionen A und B , in Einheiten der neunten Dezimale, wobei die Schwerpunkthöhe des Instrumentes J gleich 1 m gesetzt ist:

Tabelle 2.

α	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5	A_8	A_{20}	A_{50}	A
0.0°	+ 34	+ 26	+ 46	+ 14	+ 52	+ 55	+ 215	+ 55	+ 327
22.5	30	24	43	13	42	51	199	51	356
45.0	23	18	42	10	36	39	152	39	271
67.5	12	10	16	5	19	21	83	21	145

α	B_1	B_2	B_3	B_4	B_5	B_8	B_{20}	B_{50}	B
0.0°	+ 32	+ 12	+ 13	+ 3	+ 8	+ 4	+ 0	+ 2	+ 74
22.5	28	11	12	3	7	4	1	1	68
45.0	22	8	9	2	6	4	2	1	54
67.5	12	5	5	1	4	2	3	0	32

Als dann finden wir nach den Formeln (15) für $n = 16$, daß

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z} = 37 \cdot 10^{-9}; \quad \frac{\partial^2 V}{\partial y \partial z} = 0; \quad \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = 86 \cdot 10^{-9}; \quad 2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} = 0.$$

Das oben angeführte Beispiel einer schiefen Ebene läßt sich auch analytisch durchführen. In der Tat, beschränkt man sich in den Formeln (6) mit der Entwicklung bis zur dritten Potenz der kleinen Größe σ , die in diesem Spezialfalle, wie aus der Gleichung (16) zu ersehen ist, nicht von l abhängt, so können die Funktionen A und B auf Grund der Formeln (6) integriert werden. So erhält man folgende Gleichungen:

$$\left. \begin{aligned} B &= k^2 \delta \pi \left[3\sigma \left(\frac{1}{3} \cos^3 \varphi - \cos \varphi \right) + \sigma^2 \left(\frac{3}{2} \sin^5 \varphi + \frac{1}{2} \sin^3 \varphi + \frac{3}{2} \sin \varphi \right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{3}{4} \lg \frac{1 + \sin \varphi}{1 - \sin \varphi} \right) - \sigma^3 \left(\frac{5}{7} \cos^7 \varphi - \frac{17}{2} \cos^5 \varphi + \frac{65}{6} \cos^3 \varphi \right. \\ &\quad \left. - \frac{15}{2} \cos \varphi \right) \Big]_{\varphi_1}^{\varphi_2} \\ A &= 3k^2 \delta \pi \left[\sigma \left(-\sin \varphi - \frac{1}{3} \sin^3 \varphi + \frac{1}{2} \lg \frac{1 + \sin \varphi}{1 - \sin \varphi} \right) - \sigma^2 \left(\frac{1}{2} \cos^5 \varphi \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{5}{3} \cos^3 \varphi + \frac{5}{2} \cos \varphi \right) - \sigma^3 \left(-\frac{5}{6} \sin^7 \varphi - \frac{1}{6} \sin^5 \varphi \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{5}{18} \sin^3 \varphi - \frac{5}{6} \sin \varphi + \frac{5}{12} \lg \frac{1 + \sin \varphi}{1 - \sin \varphi} \right) \right]_{\varphi_1}^{\varphi_2} \end{aligned} \right\} (17)$$

wobei der Kürze halber $\operatorname{tg} \varphi = \frac{l}{J}$ gesetzt ist.

Setzt man diese Werte von A und B in die Formeln (5) ein, wobei $\sigma = \varepsilon \sin(\alpha + \alpha_0)$ angenommen wird, und führt man die Integration nach α von 0 bis 2π und nach φ von 0 bis φ aus, so erhält man:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z} &= k^2 \delta \pi \varepsilon \sin \alpha_0 \left[\cos^3 \varphi - 3 \cos \varphi + 2 \right] - \frac{3}{4} k^2 \delta \pi \varepsilon^3 \sin \alpha_0 \left[\frac{5}{2} \cos^7 \varphi \right. \\ &\quad \left. - \frac{17}{2} \cos^5 \varphi + \frac{65}{6} \cos^3 \varphi - \frac{15}{2} \cos \varphi + \frac{8}{3} \right] \\ \frac{\partial^2 V}{\partial y \partial z} &= k^2 \delta \pi \varepsilon \cos \alpha_0 \left[\cos^3 \varphi - 3 \cos \varphi + 2 \right] - \frac{3}{4} k^2 \delta \pi \varepsilon^3 \cos \alpha_0 \left[\frac{5}{2} \cos^7 \varphi \right. \\ &\quad \left. - \frac{17}{2} \cos^5 \varphi + \frac{65}{6} \cos^3 \varphi - \frac{15}{2} \cos \varphi + \frac{8}{3} \right] \\ \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} &= + \frac{3}{2} k^2 \delta \pi \varepsilon^2 \cos 2\alpha_0 \left[\frac{1}{2} \cos^5 \varphi - \frac{5}{3} \cos^3 \varphi + \frac{5}{2} \cos^2 \varphi - \frac{4}{3} \right] \\ 2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} &= - \frac{3}{2} k^2 \delta \pi \varepsilon^2 \sin 2\alpha_0 \left[\frac{1}{2} \cos^5 \varphi - \frac{5}{3} \cos^3 \varphi + \frac{5}{2} \cos^2 \varphi - \frac{4}{3} \right] \end{aligned} \right\} (18)$$

Nun berechnen wir die Werte der Gradienten für $\sigma = \varepsilon \cos \alpha$, α zwischen $-\frac{\pi}{2}$ und $+\frac{\pi}{2}$. Die Integration der Werte von A und B [aus den Formeln (17)] nach α ergibt:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z} &= k^2 \delta \left[\frac{1}{2} \varepsilon \pi (\cos^3 \varphi - 3 \cos \varphi + 2) + \frac{4}{3} \varepsilon^2 \left(\frac{3}{2} \sin^5 \varphi \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{1}{2} \sin^3 \varphi + \frac{3}{2} \sin \varphi - \frac{3}{4} \lg \frac{1 + \sin \varphi}{1 - \sin \varphi} \right) - \frac{3}{8} \varepsilon^3 \pi \left(\frac{5}{2} \cos^7 \varphi \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{17}{2} \cos^5 \varphi + \frac{65}{6} \cos^3 \varphi - \frac{15}{2} \cos \varphi + \frac{8}{3} \right) \right] \\ \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} &= k^2 \delta \left\{ 2 \varepsilon \left(\frac{1}{2} \lg \frac{1 + \sin \varphi}{1 - \sin \varphi} - \frac{1}{3} \sin^3 \varphi - \sin \varphi \right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{3}{4} \varepsilon^2 \pi \left(\frac{1}{2} \cos^5 \varphi - \frac{5}{3} \cos^3 \varphi + \frac{5}{2} \cos \varphi - \frac{4}{3} \right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{4}{5} \varepsilon^3 \left(\frac{5}{4} \lg \frac{1 + \sin \varphi}{1 - \sin \varphi} - \frac{5}{2} \sin \varphi - \frac{5}{6} \sin^3 \varphi - \frac{1}{2} \sin^5 \varphi \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{5}{2} \sin^7 \varphi \right) \right\} \end{aligned} \right\} (18^*)$$

Setzt man $\varepsilon = 0.1$, $\delta = 2$ und $\operatorname{tg} \varphi = 50$, so werden wir die numerischen Werte der Gradienten erhalten, und zwar

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z} = 34 \cdot 10^{-9} \quad \text{und} \quad \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = 91 \cdot 10^{-9},$$

was dem oben angeführten Beispiel gut entspricht und als eine gewisse Kontrolle für die Richtigkeit der Tabellenzusammensetzung angesehen werden kann.

Eine genaue Integration nach l für A und B ist nicht bloß im Falle eines ebenen Reliefs ausführbar, sondern kann auch in anderen Spezialfällen einer gesetzmäßigen Veränderung der Höhe H ausgeführt werden.

Betrachten wir nun speziell die erste der Formeln (18) für den Gradienten $\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z}$. Indem wir uns auf die erste Potenz der Neigung ϵ_x nach der Richtung der X -Achse und auf die Grenzen von 0 bis J beschränken, stellen wir dieselbe in folgender Form dar:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z} = 2\pi k^2 \delta \epsilon_x M = 419 \delta \epsilon_x M \cdot 10^{-9} \dots \dots \dots (19)$$

Der Multiplikator M hängt von J , der Schwerpunkthöhe des Instrumentes über der Neigungsschicht, und von l , dem Halbmesser der Ausdehnung dieser Schicht, ab, und zwar ist:

$$M = \left[1 - \frac{3}{2} \frac{J}{\sqrt{J^2 + l^2}} + \frac{1}{2} \frac{J^3}{(\sqrt{l^2 + J^2})^3} \right] \dots \dots \dots (20)$$

Tabelle 3 gibt den Wert des Multiplikators M als Funktion des Verhältnisses ($l:J$).

Tabelle 3.

l/J	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	l/J	
0	0.000	0.000	0.001	0.003	0.008	0.016	0.029	0.046	0.067	0.090	100	0.985
1	0.116	0.143	0.171	0.199	0.221	0.253	0.280	0.305	0.328	0.352	200	0.993
2	0.374	0.495	0.415	0.433	0.451	0.468	0.485	0.500	0.514	0.528	300	0.995
3	0.541	0.554	0.566	0.577	0.588	0.598	0.608	0.617	0.626	0.635	400	0.996
4	0.643	0.651	0.659	0.666	0.673	0.680	0.686	0.692	0.698	0.704	500	0.997
5	0.710	0.715	0.720	0.725	0.730	0.735	0.740	0.745	0.749	0.752	600	0.997
6	0.756	0.760	0.763	0.767	0.770	0.774	0.778	0.782	0.785	0.787	700	0.998
7	0.789	0.792	0.795	0.798	0.800	0.802	0.804	0.807	0.809	0.812	800	0.998
8	0.814	0.817	0.819	0.821	0.823	0.825	0.827	0.829	0.830	0.832	900	0.998
9	0.834	0.836	0.838	0.840	0.842	0.844	0.845	0.847	0.848	0.849	1.000	0.999
10	0.850	0.865	0.874	0.888	0.893	0.900	0.907	0.912	0.917	0.921		
20	0.925	0.929	0.932	0.935	0.938	0.940	0.942	0.944	0.946	0.948		
30	0.950	0.952	0.954	0.955	0.956	0.957	0.958	0.959	0.960	0.961		
40	0.962	0.963	0.964	0.965	0.966	0.967	0.968	0.969	0.969	0.970		
50	0.970	0.970	0.971	0.972	0.972	0.973	0.973	0.974	0.974	0.975		
60	0.975	0.975	0.976	0.976	0.977	0.977	0.977	0.978	0.978	0.978		
70	0.979	0.979	0.979	0.980	0.980	0.980	0.980	0.981	0.981	0.981		
80	0.982	0.982	0.982	0.982	0.982	0.982	0.983	0.983	0.983	0.983		
90	0.983	0.983	0.983	0.984	0.984	0.984	0.984	0.984	0.985	0.985		

Wir können die Gradienten $\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z}$ und $\frac{\partial^2 V}{\partial y \partial z}$, oder besser den aus der geometrischen Summe erhaltenen Gradienten, als ein Resultat der Wirkung einer Reihe von Neigungsschichten verschiedener Dichten (angefangen von der Fläche der Plattform, auf welcher die Drehwaage fußt) betrachten. Der Wert des

Multiplikators M wächst mit dem Verhältnis $l:J$. Der zu beobachtende maximale Gradient G wird also gleich einer Summe von Formeln

$$G = 2 k^3 \pi \sum \delta_i \varepsilon_i M_i \dots \dots \dots (21)$$

sein. Hierin ist δ_i der Dichteunterschied zwischen den benachbarten Schichten, ε_i der Neigungswinkel der Schicht längs der Richtung des Gradienten G und M eine gewisse Funktion von J , der Schwerpunkthöhe des Instrumentes über einer Schicht von einem Halbmesser l_i . Diese Erwägungen können zur Interpretation der Beobachtungsergebnisse dienen, und zwar, wenn z. B. nach der Integration das gesuchte unterirdische Relief zu finden ist, nachdem die Neigungen des unterirdischen Reliefs aufgestellt waren.

Darstellung der graphischen Methode bei der Auswertung der Wirkung des von der Drehwage mehr als 50 m entfernten Geländeabschnittes. Zu diesem Zweck können die Formeln (4) und (5) benutzt werden. Nimmt man an, daß die Verhältnisse $H:l$ und $J:l$ klein sind und beschränkt man sich in den Formeln (4) und (5) auf die erste und zweite Potenz dieser kleinen Größen, so können die Formeln für die vier Gradienten in einer einfacheren Form geschrieben werden, und zwar:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z} &= 3 k^3 \delta \left(JH - \frac{1}{2} H^2 \right) \int \cos \alpha d\alpha \int \frac{dl}{l^3} \\ \frac{\partial^2 V}{\partial y \partial z} &= 3 k^3 \delta \left(JH - \frac{1}{2} H^2 \right) \int \sin \alpha d\alpha \int \frac{dl}{l^3} \\ \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} &= 3 k^3 \delta H \int \cos 2\alpha d\alpha \int \frac{dl}{l^2} \\ 2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} &= 3 k^3 \delta H \int \sin 2\alpha d\alpha \int \frac{dl}{l^2} \end{aligned} \right\} \dots \dots (22)$$

Wenn wir diese Ausdrücke nach l von l_1 bis l_2 und nach α von α_1 bis α_2 integrieren, wobei H als konstant für die ganze Fläche des Sektors angenommen ist, so erhalten wir:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z} &= \frac{3}{2} k^3 \delta \left(JH - \frac{1}{2} H^2 \right) \left(\sin \alpha_2 - \sin \alpha_1 \right) \left(\frac{1}{l_1^2} - \frac{1}{l_2^2} \right) \\ \frac{\partial^2 V}{\partial y \partial z} &= -\frac{3}{2} k^3 \delta \left(JH - \frac{1}{2} H^2 \right) \left(\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1 \right) \left(\frac{1}{l_1^2} - \frac{1}{l_2^2} \right) \\ \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} &= \frac{3}{2} k^3 \delta H \left(\sin 2\alpha_2 - \sin 2\alpha_1 \right) \left(\frac{1}{l_1} - \frac{1}{l_2} \right) \\ 2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} &= -\frac{3}{2} k^3 \delta H \left(\cos 2\alpha_2 - \cos 2\alpha_1 \right) \left(\frac{1}{l_1} - \frac{1}{l_2} \right) \end{aligned} \right\} (23)$$

Wir teilen die von zwei konzentrischen Kreisen eingefasste Fläche in radiale Sektoren auf solche Weise ein, daß die Wirkungen sämtlicher Sektoren untereinander gleich sind. Um diese Aufgabe zu lösen, teilen wir den Quadrant

in Winkel ein, deren Sinuswerte in einer arithmetischen Progression folgen. Der Anfangswert des Sinus ist gleich 0 und der Endwert gleich 1. Bei der Teilung des Quadranten in n Teile werden also die Winkel α_i nach der Formel

$$\sin \alpha_i = \frac{i}{n} \dots \dots \dots (24)$$

bestimmt sein, woraus folgt, daß

$$\sin \alpha_{i+1} - \sin \alpha_i = \frac{1}{n} \dots \dots \dots (25)$$

Unter diesen Voraussetzungen kann die erste Gleichung des Systems in folgender Form geschrieben werden:

$$\frac{1}{l_1^2} - \frac{1}{l_2^2} = \frac{2n}{3k^2\delta\left(JH - \frac{1}{2}H^2\right)} \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z} \dots \dots \dots (26)$$

Nimmt man nun an, daß

$$JH - \frac{1}{2}H^2 = 1, \quad \delta = 1, \quad k^2 = 667 \cdot 10^{-10}, \quad \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z} = 10^{-12} \quad (27)$$

so kann die Gleichung für sukzessive Auswertung der Halbmesser von $l = 50$ m an folgendermaßen geschrieben werden:

$$\frac{1}{l_1^2} - \frac{1}{l_2^2} = 0.00001 n \dots \dots \dots (28)$$

Bei der Wahl von zwischenliegenden Radien geben wir willkürlich eine Zahl n so an, daß bei der Flächeneinteilung in einzelne Sektoren die letzteren nach Möglichkeit einem Quadrate ähnlich werden.

Die Wirkung eines beliebigen Prismas werden wir nach folgender Formel

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z} = S \cdot \delta \left(JH - \frac{1}{2}H^2 \right) \dots \dots \dots (29)$$

bestimmen, wo S die Anzahl der von der Grundfläche des Prismas bedeckten Flächen gleicher Wirkung ist.

Die Auswertung der Einwirkung eines zwischen zwei benachbarten Höhenlinien liegenden Massivs führt also einfach zur Berechnung der Anzahl von Flächen gleicher Wirkung oder zum Abzählen der Punkte, mit denen man den Schwerpunkt des zwischen zwei Höhenlinien liegenden Sektors gekennzeichnet hat, und zugleich zu einer Multiplikation mit der Dichte δ sowie mit einem Multiplikator $JH - \frac{1}{2}H^2 = J^2 f\left(\frac{H}{J}\right)$, der von der Mittelhöhe des Massivs (H) und der Schwerpunkthöhe des Instrumentes (J) abhängt*).

*) Im Falle der Auswertung der Wirkung der unterirdischen Massen ist der Multiplikator $f(H) = -J^2 \left[\frac{H}{J} + \frac{1}{2} \left(\frac{H}{J} \right) \right]$, wo H die Tiefe des Massivs ist.

Die Berechnung des ersten Diagramms ist aus der Tabelle 4 zu ersehen. Ähnlicherweise wird auch das Diagramm für den Gradienten $\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y^2}$ nach der Formel

$$\frac{1}{l_1} - \frac{1}{l_2} = \frac{2n \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right)}{3 k^2 \delta H} \dots \dots \dots (30)$$

berechnet, wo n die Anzahl der Teilungen des Halbquadrantes ist. Setzt man $H = 1$, $\delta = 1$ und $\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = 10^{-10}$, so kann die Gleichung für sukzessive Auswertung der Radien folgendermaßen geschrieben werden:

$$\frac{1}{l_1} - \frac{1}{l_2} = 0.001 n \dots \dots \dots (31)$$

Die Berechnung des Diagramms ist in Tabelle 5 angeführt.

Tabelle 4.

l	$l^{-2}/n \cdot 10^{-5}$	n	$\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z}$
50.0	0.000 40		
	8	8	10^{-12}
55.9	0.000 32		
	8	8	"
64.6	0.000 24		
	6	6	"
74.6	0.000 18		
	6	6	"
91.3	0.000 12		
	5	5	"
119.0	0.000 070		
	10	10	10^{-13}
129.0	0.000 060		
	10	10	"
141.0	0.000 050		
	10	10	"
160.0	0.000 040		
	9	9	"
179.0	0.000 031		
	8	8	"
209.0	0.000 023		
	7	7	"
250.0	0.000 016		
	5	5	"
301.0	0.000 011		
	4	4	"
378.0	0.000 007		
	3	3	"
500.0	0.000 004		

Tabelle 5.

l	$l^{-1}/n \cdot 10^{-4}$	n	$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y^2}$
50.0	0.0200		
	40	4	10^{-10}
62.5	0.0160		
	30	3	"
76.9	0.0130		
	30	3	"
100.0	0.0100		
	8	8	10^{-11}
108.7	0.0092		
	8	8	"
119.0	0.0084		
	8	8	"
131.6	0.0076		
	7	7	"
144.9	0.0069		
	7	7	"
161.3	0.0062		
	7	7	"
181.8	0.0055		
	6	6	"
204.1	0.0049		
	6	6	"
232.6	0.0043		
	5	5	"
263.2	0.0038		
	5	5	"
303.0	0.0033		
	5	5	"
357.1	0.0028		
	4	4	"
416.7	0.0024		
	4	4	"
500.0	0.0020		

Die Einwirkung des zwischen zwei Höhenlinien liegenden Massivs auf den Gradienten $\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y^2}$ führt also zum Abzählen der Flächen oder Punkte zwischen zwei Höhenlinien und zu der Multiplikation mit der Dichte δ und mit der mittleren Höhe H des Massivs*).

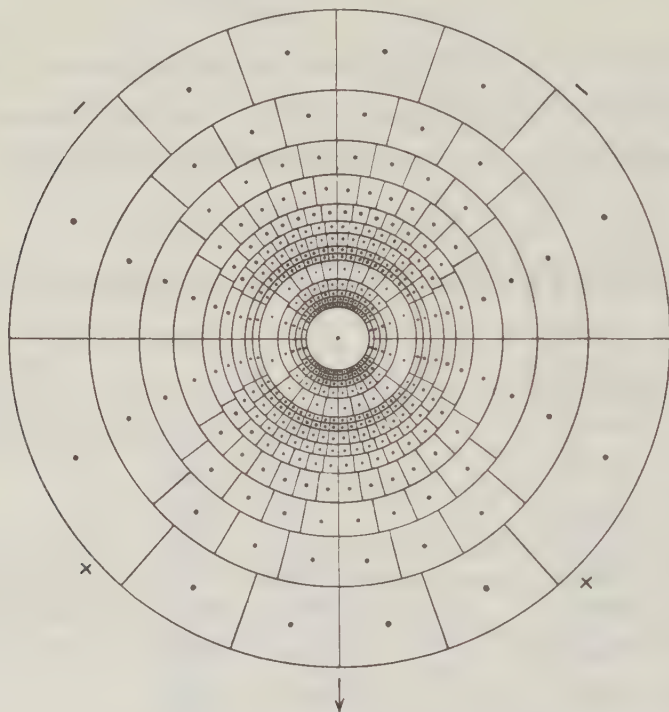


Diagramm I.

Diagramm I dient zur Ermittlung des Einflusses des topographischen Reliefs auf die Gradienten $\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z}$ und $\frac{\partial^2 V}{\partial y \partial z}$ in den Grenzen von 50 bis 500 beliebiger Liniereinheiten, nach der Formel: $S \delta (JH - \frac{1}{2} H^2)$.

— Für den Gradienten $\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z}$ wird der Pfeil nach der Richtung der X-Achse (S), für $\frac{\partial^2 V}{\partial y \partial z}$ nach der Y-Achse (W) orientiert. — Der Wert eines Elementarfeldes (oder Punktes) für die fünf inneren Ringe ist $1 \cdot 10^{-13}$ CGS, für die äußeren gleich $1 \cdot 10^{-13}$ CGS.

Für die Berechnung des Gradienten $\frac{\partial^2 V}{\partial y \partial z}$ kann das Diagramm I dienen, wenn man dasselbe auf dem Plan in der Richtung der Y-Achse orientiert. Der Gradient $2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y}$ wird mittels des zweiten Diagramms gefunden, wenn man

*) Wenn es sich um die Auswertung der Wirkung der unterirdischen Massen handelt, so ist es mit $(-H)$ zu multiplizieren.

dasselbe entsprechend nach der Winkelhalbierenden zwischen den Achsen X und Y orientiert. Bedingungsweise werden wir stets die X -Achse in der Richtung nach Süden und die Y -Achse in der Richtung nach Westen nehmen; alsdann muß bei der Auswertung der topographischen Reduktion das Diagramm I

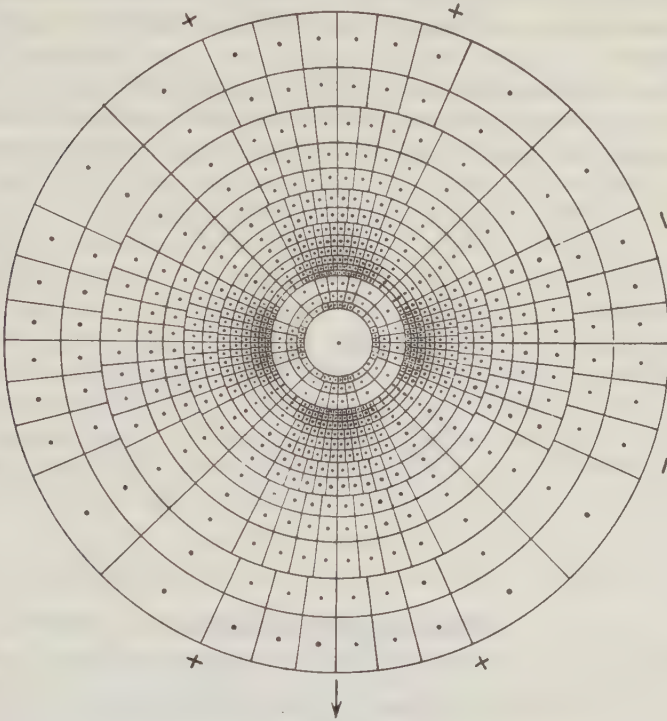


Diagramm II.

Diagramm II dient zur Ermittlung des Einflusses des topographischen Reliefs auf die Gradienten $\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}$

— $\frac{\partial^2 V}{\partial y^2}$ und $2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y}$ in den Grenzen von 50 bis 500 beliebiger Lineareinheiten, nach der Formel: $S \delta H$.

— Für den Gradienten $\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y^2}$ in der Richtung der X -Achse (S), für den Gradienten $2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y}$ nach der Halbierenden des Winkels zwischen den X - und Y -Achsen (SW). — Der Wert eines Elementarfeldes (oder Punktes) für die fünf inneren Ringe ist $1 \cdot 10^{-10}$ CGS, für die äußeren Ringe gleich $1 \cdot 10^{-11}$ CGS.

nach S und W für die Gradienten $\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z}$ und $\frac{\partial^2 V}{\partial y \partial z}$ orientiert werden, und das Diagramm II nach S und $S-W$, wenn man die Gradienten $\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y^2}$ und $2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y}$ zu berechnen hat.

Mittels der graphischen Methode haben wir die Möglichkeit, die Geländewirkung des Gebietes zwischen zwei konzentrischen Kreisen, deren Radien 50

bis 500 beliebige Lineareinheiten betragen, auszuwerten. Dazu ist nur notwendig, die Höhen H und J ebenfalls in denselben Einheiten auszudrücken. Sei z. B. gegeben, die Auswertung der Geländewirkung zwischen zwei konzentrischen Kreisen, deren Radien 10 und 100 m sind, zu verrichten. In diesem Falle ist die Lineareinheit gleich 0.2 m. Folglich müssen ebenfalls die Höhe J des Instrumentes und die Höhe H des Reliefs in Einheiten von 0.2 m ausgedrückt sein.

Werden Gradienten für ein neues Koordinatensystem x', y', z' berechnet, welches um den Winkel γ (in der Richtung des Abzählens des Winkels α oder in der Richtung von S zu W) gedreht ist, so können folgende Umwandlungsformeln

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 V}{\partial x' \partial z'} &= \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z} \cos \gamma + \frac{\partial^2 V}{\partial y \partial z} \sin \gamma \\ \frac{\partial^2 V}{\partial y' \partial z'} &= -\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z} \sin \gamma + \frac{\partial^2 V}{\partial y \partial z} \cos \gamma \\ \frac{\partial^2 V}{\partial x'^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y'^2} &= \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right) \cos 2\gamma + 2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} \sin 2\gamma \\ 2 \frac{\partial^2 V}{\partial x' \partial y'} &= -\left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right) \sin 2\gamma + 2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} \cos 2\gamma \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

benutzt werden.

Angewandte Seismik.

(Zusammenfassender Bericht über Arbeiten von 1921 bis 1928.)

Von **Oswald v. Schmidt.** — (Mit fünf Abbildungen.)

I. Teil: Untersuchungen bei einer verdeckten Schicht. A. Analytische Betrachtung der Laufzeitkurven in Abhängigkeit von den Untergrundverhältnissen. Bedeutung der „Schein-geschwindigkeit“, die nicht nur unendlich groß werden, sondern auch negative Werte annehmen kann. Mathematischer Anhang. B. Konstruktion der Untergrundverhältnisse aus den Laufzeitkurven. C. Experimentelle Ergebnisse: Oberflächengeschwindigkeit = 1600 bis 1700 m/sec als Durchschnitt von 13 Linien. Beispiel einer Tiefenberechnung und Werte für v_2 in der Heide. II. Teil: Untersuchung bei zwei verdeckten Schichten. III. Teil: Beschreibung verschiedener Neukonstruktionen. Erfahrungen aus der Feldpraxis.

Einleitung.

Die Anregung zu vorliegenden seismischen Arbeiten verdankt Verfasser Herrn Dr. Mintrop. Derselbe hat im Dezember 1920 seine ersten Untersuchungen für die Deutsche Erdöl A.-G. ausgeführt. Verfasser, dem ab 1921 die vergleichende Bewertung der verschiedenen geophysikalischen Methoden für die Deutsche Erdöl A.-G. oblag, erkannte den hervorragenden Wert der seismischen Methode und entwickelte in demselben Jahre — unabhängig von

Dr. Mintrop — Theorie und Apparaturen zwecks eingehender Prüfung der neuen Methode.

Herr Dr. Mintrop hat unbestreitbar das große Verdienst, als erster nachgewiesen zu haben, daß die Methode in der Praxis möglich ist. Die Nachbildung einer Methode, wie sie hier vorgenommen wurde, ist natürlich keine große Leistung; trotzdem legt Verfasser Wert auf die Feststellung, daß die nachfolgend beschriebenen Berechnungsmethoden und Apparate 1921 selbständig entwickelt worden sind ohne genauere Kenntnis der Apparaturen und Berechnungen von Dr. Mintrop.

Es wurden Sprengungen an folgenden Orten vorgenommen: In der Lüneburger Heide 1921 bis 1923, in Sperenberg 1924, in Rüdersdorf 1925, in Texas 1926. In vorliegender Arbeit sollen nur die Ergebnisse aus der Lüneburger Heide mitgeteilt werden.

Veröffentlichungen über die angewandte Seismik gab es 1921/22 noch nicht, erst seit etwa zwei Jahren sind eingehendere Arbeiten über das Gebiet erschienen¹⁾; alle diese Arbeiten berücksichtigen viel zu wenig den Begriff der Scheingeschwindigkeit, außerdem bringen sie Formeln für die Tiefenberechnung bei schrägen Schichten, die für die Praxis kaum zu brauchen sind. Auch die Berechnungen bei zwei verdeckten Schichten sind bisher noch nirgends veröffentlicht worden. In den angeführten Punkten und in der Konstruktion der Apparaturen hofft Verfasser einen Fortschritt zu bringen.

I. Teil: Untersuchungen beim Vorhandensein einer verdeckten Schicht.

A. Analytische Betrachtung. Gegeben seien die Verhältnisse im Untergrund, gesucht werde die dazu gehörige Laufzeitkurve. In Fig. 1 werde die oberste Schicht mit 1 bezeichnet, die zweite Schicht mit 2. Alle Geschwindigkeiten, Winkel usw. tragen die entsprechenden Indizes 1, 2. So sind die entsprechenden Geschwindigkeiten beispielsweise v_1 und v_2 .

Wenden wir uns nun dem Einfallswinkel ω der Schicht 2 zu; darunter sei die Neigung der Schicht 2 gegen die Erdoberfläche verstanden. In Fig. 1 links seien die Entfernungen der Sprengpunkte mit S_+ bezeichnet; je größer hierbei die Entfernung vom Beobachtungspunkt B wird, desto geringer wird auch die Tiefe der Schicht 1. Dieser Fall werde im folgenden stets als „steigendes Schießen“ bezeichnet; alle diesen Fall betreffenden Größen erhalten den Index „+“, so z. B. die Tiefe unter dem Zelte h_+ .

Der umgekehrte Fall ist in Fig. 1 rechts dargestellt: Mit zunehmender Entfernung vom Zelte werden die Tiefen größer, wir haben „fallendes Schießen“; alle Größen tragen den Index „—“, also speziell die Tiefe unter dem Zelte rechts h_- . Hiermit wären alle geologisch-physikalischen Größen gegeben, die Aufgabe der folgenden analytischen Betrachtung besteht darin, für verschiedene Winkel ω und verschiedene Geschwindigkeiten die dazugehörigen Laufzeitkurven zu berechnen.

Der Weg der kürzesten Zeit. Eine Laufzeitkurve erhält man bekanntlich dadurch, daß man die Entfernungen der einzelnen Sprengpunkte als Abszissen, die dazu gehörigen Laufzeiten als Ordinaten einzeichnet. Da es sich

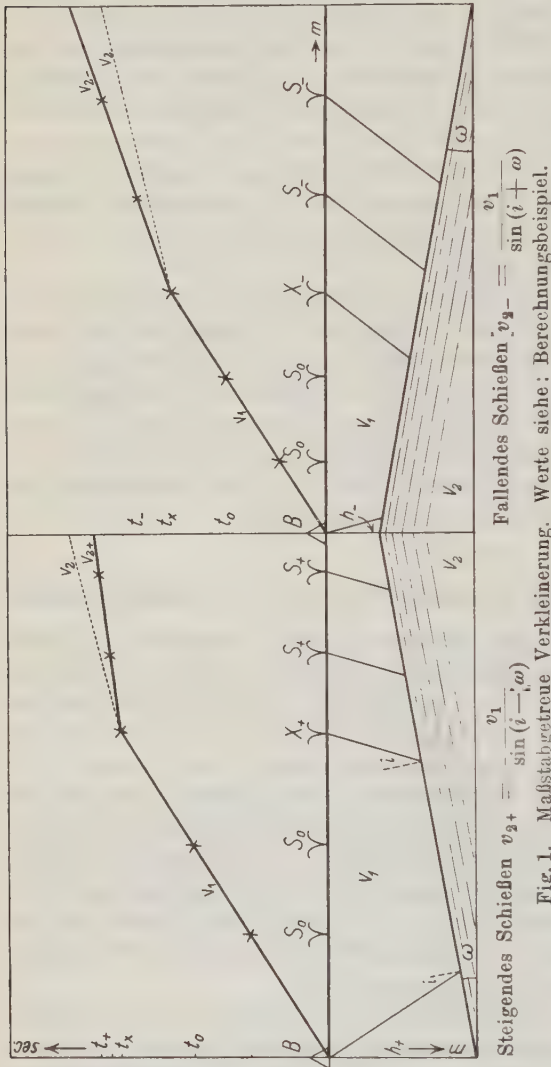


Fig. 1. Maßstabgetreue Verkleinerung.

in vorliegender Arbeit stets nur um die Auswertung der ersten Einsätze handelt, so sei unter dem Weg des Bebenstrahles stets der Weg der kürzesten Zeit verstanden (Kurzzeitweg). Es ist also erforderlich, für alle Schußentfernungen S die entsprechenden Kurzzeitwege zu kennen. Für die ersten Sprengpunkte S_0 in Fig. 1 geht der Weg der kürzesten Zeit längs der Erdoberfläche. Die Laufzeit t_0 ergibt sich also für den ersten Teil zu $\frac{S_0}{v_1}$. (Index „0“ bedeutet: v_1 über Oberfläche, „u“ über Untergrund.)

Von einer gewissen Entfernung X ab geht der Kurzzeitweg nicht mehr über die Erdoberfläche, sondern über Schicht 2. Betrachten wir die beiden Einfallswinkel i in die Schicht 2 als Variable, und zwar in Abhängigkeit von der Laufzeit t_u , so ergibt eine einfache Minimumrechnung, daß die Zeit t_u dann am kürzesten ist, wenn beide Einfallswinkel i gleich dem Winkel der Totalreflexion sind. Die Laufzeit ist also dann am kürzesten,

$$\sin i = \frac{v_1}{v_2}.$$

wenn das Brechungsgesetz Gültigkeit hat, wir also mit dem Ansatz rechnen dürfen, daß der Einfallswinkel gleich ist dem Verhältnis der beiden Geschwindigkeiten $\sin i = \frac{v_1}{v_2}$.

Diese Auffassung, daß der Bebenstrahl den Weg der kürzesten Zeit nimmt, wird nicht von allen Autoren geteilt. Schweydar²⁾ nimmt z. B. auf Grund seiner Untersuchungen und theoretischen Überlegungen ein senkrechtes Einfallen des Bebenstrahls in Schicht 2 an, Reich neigt dagegen im zweiten Teile derselben Arbeit mehr zur oben dargelegten Ansicht.

Gegen die Anschauung von Schweydar sprechen Versuche des Verfassers mit extrem verschiedenen Sprengenergien. Wenn nach Schweydar der senkrechte Einfallswinkel sich aus Gründen der günstigeren Energieübertragung ergibt, so müßte bei großen Energieüberschüssen sich doch eine Annäherung an den Kurzzeitweg bemerkbar machen: die Laufzeiten müßten also kürzer werden. Derartige Einflüsse hat Verfasser auch bei 100facher Überladung der Sprengung nicht beobachten können. Es ist natürlich notwendig, daß die ersten Einsätze auch bei der schwächsten Ladung vollkommen deutlich ausgeprägt sind.

Es erscheint Verfasser dagegen nicht als ausgeschlossen, daß die Seismographen von Schweydar nicht genügend empfindlich für die geringen Sprengstoffmengen waren und demzufolge nur auf die transversalen Einsätze ansprachen. Schweydar findet nämlich als Oberflächengeschwindigkeit in Sperenberg etwa 1000 m/sec. Verfasser hat dagegen 1924 in Sperenberg 1700 m/sec gefunden. Es spricht also die größte Wahrscheinlichkeit dafür, daß 1700 die Geschwindigkeit der Longitudinalwellen ist, da ja dann der Wert von Schweydar 1000 m/sec überraschend genau mit dem Werte für Transversalwellen des Verfassers = 1010 m/sec übereinstimmen würde. Näheres über Oberflächengeschwindigkeiten siehe Abschnitt „Experimentelle Ergebnisse“.

Die Laufzeit. Die nächste Aufgabe besteht darin, die Zeit t_u zu bestimmen, in der der Strahl längs dem Wege abc über Schicht 2 ankommt (siehe Fig. 5): die Zeit $t_u = \frac{a}{v_1} + \frac{b}{v_2} + \frac{c}{v_1}$. Eine recht langwierige, im Anhang ausgeführte Berechnung [siehe Formel (II) bis (VII)] ergibt:

$$t_+ = \frac{1}{v_1} [h_+ 2 \cos i \cos \omega + S_+ \sin(i - \omega)] \quad (1a)$$

Dieses ist die Grundformel für alle weiteren Berechnungen, und zwar gültig für das steigende Schießen.

Betrachten wir den umgekehrten Fall, daß nämlich Schicht 2 bei größerer Entfernung vom Zelte tiefer wird, also das sogenannte fallende Schießen, so müssen wir die Laufzeit nicht mehr auf h_+ , sondern auf h_- beziehen. Wir erhalten durch eine analoge Berechnung, wie in Formel (1a), die Formel (1b):

$$t_- = \frac{1}{v_1} [h_- 2 \cos i \cos \omega + S_- \sin(i + \omega)] \quad (1b)$$

Die Scheingeschwindigkeiten. Wenden wir uns nun dem wichtigsten Begriff der angewandten Seismik, der Scheingeschwindigkeit, zu. Unter derselben sei die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des von unten kommenden Bebens

auf einem Abschnitt der Erdoberfläche verstanden. Wir definieren die Scheingeschwindigkeit bei steigendem Schießen:

$$v_{2+} = \frac{ds}{dt_+} \quad \dots \dots \dots (2a)$$

und bei fallendem:

$$v_{2-} = \frac{ds}{dt_-} \quad \dots \dots \dots (2b)$$

Die Scheingeschwindigkeiten v_{2+} und v_{2-} sind meistens konstante Größen, was sich ja auch aus der Form der Laufzeitkurve als geknickte Gerade ergibt. Es sei betont, daß der Quotient aus Gesamtabstand s durch die Gesamtzeit t nicht die Scheingeschwindigkeit im oben dargelegten Sinne bedeutet. Unter Scheingeschwindigkeit ist vielmehr immer nur die Geschwindigkeit von einem Knickpunkt bis zum nächsten zu verstehen.

Wir können bei steigendem Schießen statt der Formel (2a) auch schreiben:

$\frac{dt_+}{ds} = \frac{1}{v_{2+}}$. Differenzieren wir also den in Formel (1a) für die Zeit t_u erhaltenen Ausdruck nach ds , so erhalten wir:

$$\frac{dt_+}{ds} = \frac{\sin(i + \omega)}{v_1} \quad \text{oder} \quad v_{2+} = \frac{v_1}{\sin(i - \omega)}.$$

Berechnen wir in analoger Weise die Scheingeschwindigkeit für das fallende Schießen, so erhalten wir die analoge Formel: $v_{2-} = \frac{v_1}{\sin(i + \omega)}$. Die beiden äußerst wichtigen Formeln für die Scheingeschwindigkeiten seien nochmals wiederholt:

$$v_{2+} = \frac{v_1}{\sin(i - \omega)} \quad \dots \dots \dots (3a)$$

$$v_{2-} = \frac{v_1}{\sin(i + \omega)} \quad \dots \dots \dots (3b)$$

Diskussion der Scheingeschwindigkeit $v_{2+} = \frac{v_1}{\sin(i - \omega)}$. Betrachten wir die Formel (3a) für das steigende Schießen daraufhin, welche Scheingeschwindigkeiten bei Variation der Größen i und ω sich überhaupt ergeben können. Es zeigen sich folgende, besonders charakteristische Fälle:

1. Der Neigungswinkel ω sei gleich Null, dann ergibt sich $v_{2+} = v_1$; die Scheingeschwindigkeit ist also in diesem Falle gleich der wahren Geschwindigkeit v_1 .
2. Der Neigungswinkel ω sei gleich i (siehe Fig. 2); dann ergibt sich die Scheingeschwindigkeit $v_{2+} = \infty$. Dieser Fall der unendlich großen Scheingeschwindigkeit wirkt beim erstmaligen Antreffen äußerst verblüffend, da die Laufzeit stets gleich bleibt, auch wenn der Sprengpunkt ums Doppelte oder Dreifache weiter entfernt ist.

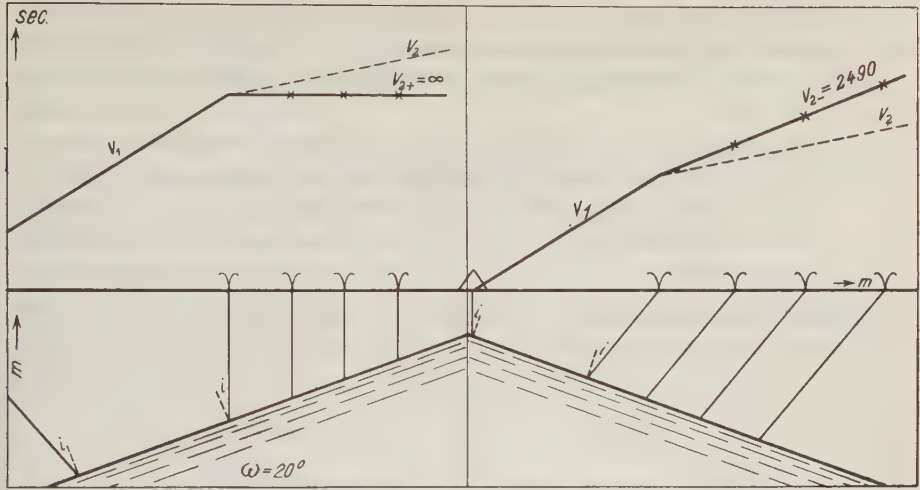


Fig. 2. Scheingeschwindigkeit $v_{2+} = \infty$, da $\omega = i$.
 $\omega = 20^\circ$; $i = 20^\circ$; $v_1 = 1600$ m/sec; $v_2 = 4680$ m/sec. (Das Zelt liegt links außerhalb der Figur.)

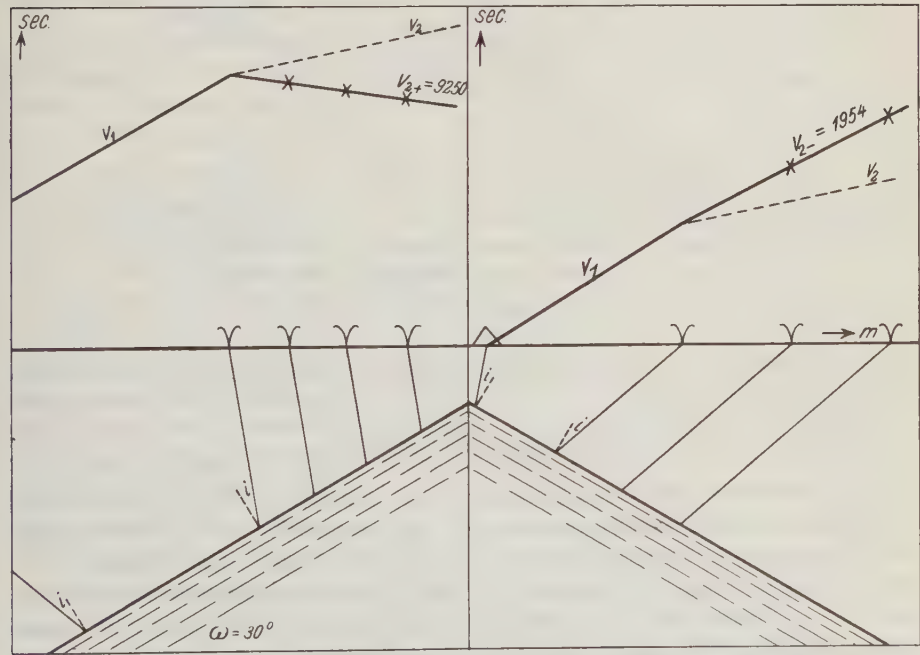


Fig. 3. Scheingeschwindigkeit $v_{2+} = \text{negativ}$, da $\omega > i$.
 $\omega = 30^\circ$; $i = 20^\circ$; $v_1 = 1600$ m/sec; $v_2 = 4680$ m/sec. (Das Zelt liegt links außerhalb der Figur.)

3. Der Neigungswinkel ω sei $> i$ (siehe Fig. 3). In diesem Falle wird die Scheingeschwindigkeit negativ. Die Laufzeit wird also bei größeren Entfernungen kürzer; ein ebenso verblüffendes Resultat wie im Falle 2.
4. Als Grenzfall, der allerdings nicht realisierbar ist, sei angenommen, daß der Neigungswinkel 90° betrage und der Winkel $i = 0$ sei. In diesem Falle würde die Scheingeschwindigkeit $v_{2+} = -v_1$ werden; die Größe stellt also den Grenzwert dar, der nicht überschritten werden kann.

Zusammenfassend können wir sagen: Die Scheingeschwindigkeit v_{2+} bei steigendem Schießen kann also variieren von v_2 über $\pm \infty$ bis zum Grenzwert

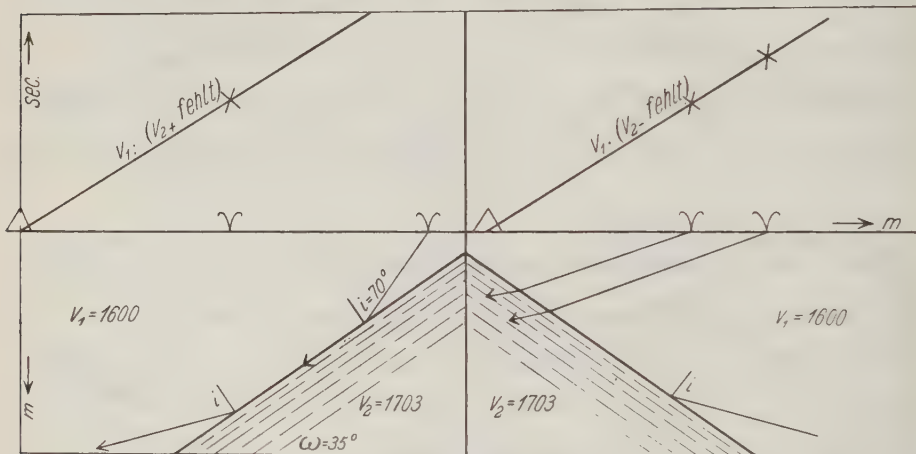


Fig. 4. Schicht 2 unerreichbar, da $\omega = i \geq 90^\circ$.
 $\omega = 35^\circ$; $i = 70^\circ$; $v_1 = 1600$ m/sec; $v_2 = 1703$ m/sec;
 v_{2+} und v_{2-} sind nicht darstellbar.

$-v_1$; letzterer Wert kann nie ganz erreicht, geschweige denn überschritten werden.

Diskussion der Scheingeschwindigkeit $v_{2-} = \frac{v_1}{\sin(i + \omega)}$ (Fig. 4). Die Formel für die Scheingeschwindigkeit v_{2-} hat nur so lange Gültigkeit, als $(i + \omega) < 90^\circ$ ist. Mit wachsendem $(i + \omega)$ nähert sich der von der Sprengstelle ausgehende Strahl immer mehr einer Parallelen zur Erdoberfläche. Bei $(i + \omega) = 90^\circ$ müßte der ausgehende Strahl parallel zur Erdoberfläche laufen, was bei endlichen Schlußentfernungen unmöglich ist. Die Schicht 2 wird also bei $(i + \omega) \geq 90^\circ$ überhaupt nicht „gefaßt“, man erhält nur Werte für v_1 .

Zusammenfassend ergibt sich, daß v_{2-} variieren kann von $\frac{v_1}{\sin i}$ bis v_1 .

Hiermit sind die hauptsächlichsten Fälle für die analytische Betrachtung bei einer Schicht erschöpft. In nachstehendem Anhang ist die Ableitung für die Laufzeit t_u gegeben; sie ist ohne prinzipielles Interesse und ist für die Lektüre der folgenden Kapitel ohne Belang.

Anhang. Berechnung der Laufzeit t_u .

Gegeben sei: 1. Der Winkel der Totalreflexion i , wobei die Beziehung gelten soll $\sin i = \frac{v_1}{v_2}$.

2. Der Winkel des Einfallens der zweiten Schicht ω , also in Fig. 5 der Winkel zwischen b und der Oberfläche s .

Gesucht werde: Die Laufzeit t_u vom Sprengpunkt A bis zum Beobachtungspunkt B auf dem Wege über a, b, c .

Es sei ferner h_+ die Tiefe der Schicht unter dem Beobachtungspunkt, h_- unter dem Schußpunkt. Die Beziehung zwischen beiden Tiefen ergibt Formel (I).

$$h_- = h_+ - s \operatorname{tg} \omega \dots \dots \dots (I)$$

Man beachte, daß „bergauf“ h_+ konstant ist, „bergab“ h_- !

Die gesuchte Laufzeit t_u ergibt sich aus der Summe der Wege durch die entsprechenden Geschwindigkeiten:

$$t_u = \frac{a}{v_1} + \frac{b}{v_2} + \frac{c}{v_1} = \frac{a}{v_1} + \frac{b \sin i}{v_1} + \frac{c}{v_1} \dots \dots \dots (II)$$

$$a = \frac{\sin(90 + \omega) h_-}{\sin(90 - i)} = \frac{h_+ \cos \omega - s \sin \omega}{\cos i} \dots \dots \dots (III)$$

$$c = \frac{\sin(90 - \omega) h_+}{\sin(90 - i)} = \frac{h_+ \cos \omega}{\cos i} \dots \dots \dots (IV)$$

Zur Ermittlung von b seien die beiden in Fig. 5 punktiert gezeichneten Hilfslinien herangezogen $c' \parallel a$; $g \parallel b$; $g = b + e + d$; der g gegenüberliegende Winkel ist: $i - \omega + i + \omega + 90 - (i + \omega) = 90 + (i - \omega)$;

$$g = \frac{\sin[90 + (i - \omega)] s}{\sin(90 - i)} = \frac{\cos(i - \omega) s}{\cos i}; \quad d + e = 2c \sin i = \frac{2 h_+ \cos \omega \sin i}{\cos i}.$$

$$b = g - (d + e) = \frac{s \cos(i - \omega)}{\cos i} - \frac{2 h_+ \cos \omega \sin i}{\cos i} \dots \dots \dots (V)$$

Die gefundenen Größen für a, b, c in (II) eingesetzt ergeben:

$$t_+ = \frac{1}{v_1} \left[\frac{h_+ \cos \omega - s \sin \omega}{\cos i} + \frac{s \cos(i - \omega) \sin i}{\cos i} - \frac{2 h_+ \cos \omega \sin^2 i}{\cos i} + \frac{h_+ \cos \omega}{\cos i} \right], \quad (VI)$$

$$t_+ = \frac{1}{v_1 \cos i} [2 h_+ \cos \omega (1 - \sin^2 i) - s \sin \omega (1 - \sin^2 i) + s \cos i \cos \omega \sin i],$$

$$t_+ = \frac{1}{v_1} [2 h_+ \cos \omega \cos i - s \sin \omega \cos i + s \cos \omega \sin i],$$

$$t_+ = \frac{1}{v_1} [2 h_+ \cos \omega \cos i + s \sin(i - \omega)] \text{ (N.B. gültig für „bergaufschießen“) } \quad (VII)$$

Wird in umgekehrter Richtung geschossen, also „bergab“, so ist der Beobachtungspunkt über h_- , die variablen Sprengpunkte über h_+ ; setzt man in (VII) für h_+ die nach (I) bekannte Größe für h_- ein, so erhält man (nach entsprechender Umformung):

$$t'_- = \frac{1}{v_1} [2 h_- \cos \omega \cos i + s' \sin (i + \omega)] \text{ (gültig für „bergab“) (VIIa)}$$

B. Synthetische Betrachtung. Wenden wir uns nun der umgekehrten Betrachtungsweise zu, wie sie in der Praxis hauptsächlich von Interesse ist, daß nämlich nicht die Untergrundverhältnisse, sondern die Laufzeitkurven gegeben sind. Es sollen also die Tiefen und Winkel aus den gegebenen Laufzeitkurven berechnet werden.

Aus den beiden Gleichungen (3 a), (3 b) erhält man die beiden gesuchten Winkel i und ω folgendermaßen:

$$\sin (i - \omega) = \frac{v_1}{v_{2+}} \text{ (4 a)}$$

$$\sin (i + \omega) = \frac{v_1}{v_{2-}} \text{ (4 b)}$$

Durch Nachschlagen in den trigonometrischen Tafeln erhält man die Werte für $(i - \omega)$ und $(i + \omega)$; hieraus ergeben sich die Größen i und ω . Die wahre Geschwindigkeit v_2 ergibt sich aus dem Brechungsgesetz

$$v_2 = \frac{v_1}{\sin i} \text{ (5)}$$

Entgegen einem verbreiteten Irrtum sei betont, daß die wahre Geschwindigkeit ebenso wie die wahre Zeit nicht durch Mitteln der Werte v_{2+} und v_{2-} bzw. t_+ und t_- gewonnen werden kann. Es müssen hierzu stets die Formeln (4) und (5) benutzt werden.

Es bleibt nur noch die Berechnung der Tiefen von Schicht 2 übrig (siehe Fig. 1). Der erste Ast der Laufzeitkurve gibt bekanntlich die Laufzeiten t_0 längs der Oberfläche an; der zweite Ast ergibt die Laufzeiten t_u , die über Schicht 2 gelaufen sind. Der Schnittpunkt beider Geraden gibt die Entfernung an, bei der die Laufzeit längs der Oberfläche gleich ist der Laufzeit über Schicht 2. Die Koordinaten des Knickpunktes seien x_+ und t_x ; wir können im Falle

des Knickpunktes in Formel (1 a) für die Zeit t_x auch setzen: $t_x = \frac{x_+}{v_1}$. Dann

erhalten wir

$$\frac{x_+}{v_1} = \frac{1}{v_1} [h_+ \cdot 2 \cos \omega \cos i + x_+ \sin (i - \omega)];$$

daraus läßt sich h_+ bestimmen,

$$h_+ = x_+ \frac{1 - \sin (i - \omega)}{2 \cos i \cos \omega} \text{ (Tiefe unter dem Zelte bei steigendem Schießen). (6 a)}$$

Analog ergibt Formel (1 b):

$$h_- = x_- \frac{1 - \sin(i + \omega)}{2 \cos i \cos \omega} \text{ (Tiefe unter dem Zelte bei fallendem Schießen). (6 b)}$$

Wenn Schicht 2 horizontal ist, also $\omega = 0$, so ergibt sich

$$h = x \frac{1 - \sin i}{2 \cos i} \text{ oder umgeformt } h = \frac{x_1}{2} \sqrt{\frac{v_2 - v_1}{v_2 + v_1}} \dots (7)$$

Dies ist die Formel für die Tiefe bei horizontal gelagerter Schicht 2, wie sie bei anderen Autoren angeführt wird; sie ist hier ein Spezialfall von Formel (6).

Beispiel einer Berechnung von i, ω, v_2, h . Gegeben seien die beiden Laufzeitkurven mit nachstehenden Werten (siehe Fig. 1, die eine winkelgetreue Darstellung des Zahlenbeispiels ist).

Für steigendes Schießen:

$$\begin{aligned} v_1 &= 1600 \text{ m/sec,} \\ v_{2+} &= 6190 \text{ " } \\ x_+ &= 215 \text{ m.} \end{aligned}$$

Für fallendes Schießen:

$$\begin{aligned} v_1 &= 1600 \text{ m/sec,} \\ v_{2-} &= 2790 \text{ " } \\ x_- &= 155 \text{ m.} \end{aligned}$$

Berechnung von i und ω :

$$\sin(i - \omega) = \frac{1600}{6190} = 0.2587 = \sin 15^\circ; \quad (i - \omega) = 15^\circ$$

$$i = 25^\circ, \quad \omega = 10^\circ.$$

$$\sin(i + \omega) = \frac{1600}{2790} = 0.574 = \sin 35^\circ; \quad (i + \omega) = 35^\circ$$

Berechnung von v_2 :

$$v_2 = \frac{v_1}{\sin i} = \frac{1600}{0.4226} = 3790 \text{ m/sec.}$$

Berechnung von h_+ :

$$h_+ = x_+ \frac{1 - \sin(i - \omega)}{2 \cos i \cos \omega} = 215 \frac{1 - 0.2587}{2 \cdot 0.906 \cdot 0.985} = 89.2 \text{ m.}$$

Zum Schluß des vorliegenden Abschnittes eine Zusammenstellung der wichtigsten Typen von Laufzeitkurven mit den dazugehörigen Untergrundverhältnissen:

Steigend:

wenn $v_{2+} = v_{2-}$, so ist $\omega = 0$,
 " $v_{2+} > v_{2-}$, " " $\omega < i$,
 " $v_{2+} = \infty$, " " $\omega = i$,
 " v_{2+} negativ, " " $\omega > i$,
 " $v_{2+} \approx -v_1$, " " $\omega \sim 90^\circ$,
 " v_{2+} nicht darstellbar, " " $\omega \geq 90 - i$,

Fallend:

wenn $v_{2-} = v_{2+}$, so ist $\omega = 0$,
 " $v_{2-} < v_{2+}$, " " $\omega < i$,
 " $v_{2-} \approx v_1$, " " $\omega \approx 90^\circ$,
 " v_{2-} nicht darstellbar, " " $\omega > 90 - i$,
 " v_{2-} ohne v_1 , " " Stand auf Ausstrich
 $\omega + i < 90^\circ$,
 " v_1 " v_2 , " " Stand auf Ausstrich
 $\omega + i \geq 90^\circ$.

Beschreibung der Apparatur. Es wurden in der Lüneburger Heide auf den Salzstöcken bei Wietze und Meißendorf etwa 20 Linien von 1000 bis 2000 m Länge abgeschossen. Bevor die Resultate angeführt werden, sei eine kurze Beschreibung der angewandten Apparatur gegeben.

Der Vertikalseismograph hatte eine Eigenschwingungsdauer von 0.211 sec, eine 10 000 fache Vergrößerung und variable Öldämpfung.

Um eine möglichst genaue Zeitmessung zu haben, wurden die Zeitmarken auf zwei vollkommen unabhängige Arten hervorgerufen. Erstens unterbrach eine elektromagnetische Stimmgabel, die durch eine zweite gleichartige Stimmgabel angeregt wurde, einen elektrischen Primärkreis 100 mal in der Sekunde. Dieser Strom wurde herauftransformiert und gab dann äußerst feine und scharfe Durchschläge durchs Papier. Zweitens wurden die ganzen Sekunden durch einen eigens konstruierten Chronographen kontrolliert, der die absolute Sekundendauer mit einer Genauigkeit von 10^{-4} sec registrierte. Hierdurch war es möglich, Zeitunterschiede von einer zehntausendstel Sekunde festzulegen und bei 25 cm/sec Papiergeschwindigkeit für tausendstel Sekunden zu garantieren.

Auf die Übertragung des Sprengmomentes wurde besonders große Sorgfalt verwandt; sie geschah bei vorliegenden Versuchen elektromagnetisch durch Drahtübertragung. Vorversuche hatten ergeben, daß bei unsachgemäßer Anlage die Verzögerung infolge Selbstinduktion und remanenten Magnetismus bis zu 0.5 sec anwachsen konnte. Die Verzögerungszeit blieb dabei nicht konstant, sondern variierte um ± 0.1 sec, je nach angelegter Spannung und Elastizität der Relaisfeder.

Andererseits ist es möglich, die Fehler bei der elektrischen Übertragung auf 0.0001 sec herabzusetzen, so daß auch hier für die tausendstel Sekunden garantiert werden kann. Dieses wurde erreicht durch geringe Selbstinduktion im Stromkreise und Benutzung von speziellem Material mit allergeringstem Temperaturkoeffizienten. Bei Kontrollsprengungen direkt neben dem Seismographen stimmte der Sprengmoment bis auf 0.001 sec mit dem Bebenereinsatz überein. Beschreibung weiter vervollkommneter Apparaturen siehe III. Teil.

Werte für die Oberflächengeschwindigkeit. Im allgemeinen lagen die Punkte mit einer der Apparatur entsprechenden Genauigkeit auf einer Geraden der Laufzeitkurve. Größere Abweichungen kamen merkwürdigerweise immer nur bei der Oberflächengeschwindigkeit vor, dagegen so gut wie gar nicht bei den v_2 -Werten. Da nur Seismogramme verwandt wurden, die Einsätze von mindestens 0.5 mm hatten und frei von Bodenunruhe waren, so sind diese Abweichungen sicher nicht durch Ablesefehler zu erklären, sondern müssen tiefer liegende Ursachen haben.

Als Beispiel einer besonders genauen Übereinstimmung der Oberflächengeschwindigkeit sei Linie 4 (Sperenberg) angeführt, alle Punkte bis 400 m liegen haarscharf auf einer Geraden. In Tabelle 1 sind die Geschwindigkeiten für die einzelnen Entfernungen von 10 bis 400 m zusammengestellt. Man sieht, daß der maximale Fehler nur um 1.7 Proz. von der mittleren Geschwindigkeit von 1752 m/sec abweicht.

Tabelle 1. Die Oberflächengeschwindigkeit für Linie 4 (Sperenberg).

S m	t 10^{-2} sec	v_1 m/sec	
10	0.6	1668?	
20	1.1	1820?	
40	2.3	1738	
100	5.6	1784	} 1752 maximaler Fehler + 1.7 Proz.; — 1.2 Proz.
150	8.6	1745	
200	11.5	1740	
250	14.0	1785	
305	17.5	1742	
400	23.1	1731	

Nachstehend weitere Werte von anderen Schußlinien in Sperenberg:

Tabelle 2. Linie 1 (Sperenberg).		Tabelle 3. Linie 2 (Sperenberg).	
S m	v_1 m/sec	S m	v_1 m/sec
20	} 1838 Durchschnitt	50	} 1670 Durchschnitt
50		150	
100		200	
150		300	

In der Lüneburger Heide wurden 12 Linien abgeschossen, bei denen die Entfernung x von 150 bis 530 m variierte, je nach Tiefe und Neigungswinkel der Schicht 2.

Tabelle 4. v_1 in der Lüneburger Heide.

	v_1 m/sec	Anzahl der Punkte		v_1 m/sec	Anzahl der Punkte
1.	1800	4	6.	1500	1
2.	1700	2	7.	1470	5
3.	1600	10	8.	1460	1
4.	1550	2	9.	1350	2
5.	1520	2	10.	1290	3

Das arithmetische Mittel aller 32 Punkte ergibt 1550 m/sec; der wahrscheinlichste Wert ist dagegen 1600 m/sec.

Diese Geschwindigkeit von 1600 m/sec entspricht ohne Frage dem obersten Diluvium der Lüneburger Heide, welches dort eine Tiefe von 60 bis 90 m hat. Es wäre allerdings möglich, daß diese verhältnismäßig große Geschwindigkeit mit dem Grundwasser zusammenhängt, worauf Reich³⁾ hinweist. Die Gegensätze in den gemessenen Werten von v_1 bei Schweydar-Reich und Verfasser scheinen dadurch aber noch nicht geklärt, da Messungen im selben Gebiet von Sperenberg auch dieselben Oberflächengeschwindigkeiten hätten ergeben müssen.

Literatur.

1) Hubert: Zeitschr. f. Geophys. 1924/25, S. 141; Wiechert: Geol. Rundschau 1926, S. 339; Gutenberg: Lehrb. d. Geophys. 1926, S. 595; Schweydar und Reich: Gerl. Beiträge 1927, S. 121; Angenheister: Zeitschr. f. Geophys.

2) l. c.

3) Reich: Vortrag in d. Preuß. Geol. Landesanstalt 1927, Sitzungsberichte S. 157.

Le problème des microséismes à groupes.

Par E. Gherzi.

Mr. le Dr. B. Gutenberg, dans le compte-Rendu qu'il a eu la bonté de faire de notre dernière «Etude des microséismes à groupes» annonçait qu'un pendule *Galitzine* avait été placé à l'Observatoire du Taunus*). On pourrait dans quelque temps comparer les enregistrements de cet instrument avec ceux que nous avons obtenus sur le *Galitzine* de notre station séismologique. En même temps Mr. le Dr. Gutenberg renouvelait son affirmation que au moins en Europe la cause de ces microséismes, qui ont depuis longtemps intéressé les séismologues, devait être recherchée dans le brisement des vagues sur des côtes rocheuses, celles de la Scandinavie, pour ce qui concerne les enregistrements obtenus en Allemagne, et dans les pays voisins. Avant que le dépouillement des données obtenues à l'Observatoire de Taunus ait lieu, nous pensons utile, pour les lecteurs du «*Zeitschrift für Geophysik*» qui n'ont pas nos écrits sous leurs yeux, de dire comment nous avons conçu le problème de ces microséismes, s'inscrivant en groupes, de succession irrégulière, et composés d'oscillations d'amplitude croissante puis décroissante, avec une période comprise entre 4 s et 8 s.

1°) Si le brisement des vagues sur des côtes rocheuses, convenablement situées, est la cause de ces microséismes, toutes les fois qu'il y aura un déferlement violent de vagues près d'une station séismique, on devra (en toute région de la terre) retrouver ces enregistrements. Or les vagues sont produites ou par des temps cycloniques (tempêtes, dépressions, typhons etc.) ou par des temps anticycloniques (mousson de nos pays de Chine etc.). Dans les deux cas on devrait avoir le même résultat sur la feuille du séismographe.

Nous avons fait cette double recherche. Cela est très facile chez nous, à cause des typhons de l'été et des moussons (hiver et été).

Le résultat a été que les microséismes à groupes ne furent remarqués que par des temps de typhons ou de dépressions. Par de forts vents et forte mer en temps de mousson d'hiver ou d'été, ces groupes ne se sont pas montrés. Nous avons alors remarqué seulement des microséismes «à dent de scie» qui, nous l'avons concédé, pourraient s'expliquer par les mouvements des vagues sur la côte toute proche de la station séismique.

Pourquoi cette différence dans l'enregistrement des microséismes si le «brisement des vagues» est la cause physique des microséismes à groupes?

*) Vgl. Zeitschr. f. Geophys., 3. Jahrg., Heft 7, S. 328 (1927). Die Bodenunruhe durch Brandung von B. Gutenberg.

Bien entendu dans les cas considérés (temps cyclonique et temps anticyclonique) la direction et la force du vent qui causait les vagues sur les mêmes côtes étaient comparables, quoique la force fut plus grande à l'occasion des typhons. En Europe on devrait aussi faire cette double recherche par temps cyclonique et par temps anticyclonique. Cela est difficile, car les deux régimes ne s'y présentent pas d'une manière aussi nette que chez nous. La conséquence sera que la solution du problème des microséismes à groupes ne pourra peut-être pas être trouvée par les enregistrements des observatoires d'Europe. Il conviendra donc de contrôler nos résultats, avec les graphiques des régions qui subissent, comme nous autres, du gros temps par vents cycloniques et anticyclonique (par exemple les Indes).

2°) Toutefois la question principale dans cette recherche est l'explication de l'aspect particulier de ces microséismes. *Pourquoi comprennent-ils des groupes d'oscillations régulières et pourquoi celles-ci ont-elles une période comprise entre 4 s et 8 s?* Pourquoi cela a-t-il lieu sur tous les graphiques de toutes les stations sismiques du globe? De savoir combien de μ a atteint le déplacement terrestre et quelle a été la période moyenne des oscillations à différents observatoires, pour la même série d'enregistrement, n'expliquent pas *Pourquoi* ces microséismes comportent des groupes à succession irrégulière et pourquoi ces oscillations ont une période de 4 s à 8 s et non pas, par exemple, de 1 s à 5 s? *L'aspect qualitatif* de ces microséismes est donc le point le plus important du problème à résoudre. Que des vagues, en frappant le sol, le fassent entrer en vibration, cela est compréhensible; mais pourquoi parfois seulement et non pas toujours (cf. nos graphiques par temps de mousson) cette vibration affecte-t-elle l'aspect si souvent décrit et qui a tant intéressé les sismologues? Si en Europe le brisement des vagues, produit ces microséismes, pourquoi dans d'autres régions, avec des mers démontées, le même sismographe, qui avait la veille enregistré des groupes, n'enregistre-t-il plus au jour d'hui que des oscillations irrégulières? Y a-t-il une couche terrestre sous tous les observatoires qui enregistrent de ces microséismes, douée de vibrations forcées de cette période? Pourquoi certains gros temps de mer la font-ils vibrer? Pourquoi d'autres périodes de fortes vagues la laissent-elles tranquille? Comment un nombre indéfinis de coups, sur un nombre indéfinis de points des côtes, pourrait-il expliquer l'aspect caractéristique de ces microséismes? Si le nombre des coups est tel qu'un frémissement continu doit se produire, celui-ci ne devrait-il pas plutôt ressembler aux enregistrements causés par les coups rapides d'une machine à explosion, c'est à dire, à une série continue de battements, tous semblables entre eux et sans groupes à succession irrégulière? En un point de la plage la succession des vagues est bien intermittente et fonction du régime atmosphérique qui l'a produite, séries de houles cycloniques ou séries de vagues toutes semblables entre elles et que nous appellerions anticycloniques. Mais quand on considère des centaines de Kilomètres de côte, battus simultanément, quoique avec une violence différente, peut-on bien supposer, dans tout cet

ensemble, un rythme de martellement semblable à celui qu'enregistrent les sismographes? Ne devrait-il pas, donner, ou des battements réguliers, ou une suite irrégulière de battements irréguliers? De plus, encore une fois, pourquoi la période des oscillations serait elle, toujours et partout, comprise entre 4s et 8s?

Voilà les questions que devra résoudre la réponse au problème des micro-séismes à groupes.

Le déferlement des vagues sur des côtes rocheuses ne nous ayant pas paru résoudre la question *qualitative* du problème, nous avons osé proposer notre théorie.

Celle-ci, que nous offrons de nouveau au contrôle décrit plus haut, offre comme explication de ces micro-séismes à groupes, la variation rapide de la pression dans un tourbillon cyclonique (tornado; dépression; typhon), palpitations dont la période est de quelques secondes et l'amplitude de quelques mm de mercure; le «pumping» connu de tous les marins et que les stations côtières, éprouvées par les centres cycloniques, ont assez souvent enregistré.

Comme ces variations rapides font partie de l'activité de ces cyclones sur terre ou sur mer, la constance de cette période de l'ordre de 4s à 8s, serait due à la constitution même du tourbillon et elle se retrouvera, nécessairement, sur tous les enregistrements des instruments distribués dans les régions affectées par le même trouble atmosphérique. Le groupement en trains d'ondes, d'amplitude croissante et décroissante, serait la conséquence de l'augmentation et de la diminution dans l'intensité du cyclone. Ces variations se manifestent d'ailleurs dans le phénomène de la houle, issue du centre du typhon et dans l'alternance des rafales. Comme les conditions physiques de formation et d'entretien d'un centre cyclonique dans l'atmosphère terrestre doivent être les mêmes par n'importe quelle latitude, quoique avec des différences d'intensité, on comprendrait ainsi que dans toute contrée de la terre de tels micro-séismes à groupes seraient enregistrés dès qu'un centre cyclonique s'y montrerait sur mer. Nous ajoutons ces mots «sur mer» parceque l'action directe du cyclone sur la croûte terrestre serait beaucoup moins troublée que lorsque celui-ci traverse le continents, où des vibrations purement locales (maisons et arbres) pourraient *masquer* l'effet dû à la colonne du cyclone.

Et ici qu'il nous soit permis de dire que *nous n'avons jamais nié qu'un cyclone sur terre ne puisse produire aux sismographes des enregistrements* comme ceux qui ont lieu tant que le centre est sur mer. Mr. le Dr. B. Gutenberg semble le supposer dans sa dernière et aimable critique de notre «Etude sur la houle et le micro-séismes sur la côte de Chine». Nous avons seulement dit que lorsque les typhons sont sur terre, comme ils diminuent de puissance et que chez nous la station est entourée de maisons et d'arbres, l'enregistrement à Zi-ka-wei change d'aspect. Cependant la mer, au dehors, continue d'être aussi démontée que lorsque le centre était encore sur mer. Bien entendu c'est le service de la Carte du temps qui nous permet de préciser ces moments et

ces positions du centre de la tempête. Il va de soi que des stations mieux isolées, et pour le cas de tempêtes plus violentes sur terre que ne le sont nos typhons, *on devrait continuer à constater* l'action du cyclone proprement dit; cela est une suite logique de notre théorie. Cela aurait lieu en Europe, où les dépressions arrivent de l'Océan Atlantique après avoir acquis une grande violence en leur chemin. Chez nous les dépressions qui partent du centre de la Chine n'ont de force qu'une fois sur mer. Ainsi la force de *notre argumentation était la suivante*. Si la cause des ces groupes est le brisement des vagues, pourquoi dès que le centre d'un typhon, en pénétrant sur terre diminue de force, ces microséismes changent-ils d'aspect, alors que la force des vagues sur les mêmes côtes continue d'être sensiblement la même? Ajoutons qu'il est bien plus facile de savoir chez nous si la zone centrale d'un typhon est toute entière sur terre, que de savoir si une dépression arrivée p. ex. sur la Suède ne déborde pas sur les mers voisines: l'étendue du centre d'un typhon est généralement plus restreinte et mieux délimitée. Mais encore une fois le point le plus important à considérer est celui qui concerne la période (4 s à 8 s) et la suite irrégulière de groupes réguliers d'oscillations régulières. Avec forte mer, causée par mousson anticyclonique, ceux-ci n'existent pas sur nos graphiques, et ailleurs aussi, nous en sommes presque convaincus. Par forte mer et tempête cyclonique, proche ou relativement pas trop éloignée, ils existent et cela sans doute en tout pays. Aussi, même si de nouvelles recherches montraient que ces vagues cycloniques ont une grande part dans la production de cet aspect (côté qualitatif de la question) des microséismes, il faudrait convenir que ces vagues sont modifiées d'une manière spéciale par le cyclone. Celui-ci resterait ainsi toujours l'explication dernière de la *modalité* des ces microséismes. L'explication générale par le «brisement des vagues sur les côtes» subirait ainsi une mise au point en ce qui concerne *la qualité de l'enregistrement, indépendante de l'intensité et du déplacement terrestre correspondant*. Il nous semble qu'on a trop considéré uniquement ce dernier.

Observatoire de Zi-ka-wei, janvier 1928.

Zur Empfindlichkeitsbestimmung von magnetischen Variometern und zur Eichung der magnetischen Felder von Spulen.

Von J. Koenigsberger.

Es wird ein einfaches Verfahren zur Eichung magnetischer Variometer mit stromdurchflossener Doppelspule angegeben, falls Horizontal- oder Vertikalintensität an dem Eichungs-ort bekannt sind.

Um die Empfindlichkeit magnetischer Variometer rasch auf 1 bis 2 Proz. zu ermitteln, ihre Skalen zu eichen, hat seit einigen Jahren folgendes Verfahren sich bewährt: Man benutzt das von Helmholtz angegebene System von zwei Spulen im gegenseitigen Abstand ihres Radius. Wesentlich ist, daß die Spulen festgebaut sind, die Verbindungsdrähte festliegen und die Lage der Spulen gegeneinander unveränderlich ist, und daß die Horizontalintensität am Eichort zur Eichzeit auf 1 Proz. genau aus Karten bekannt oder gemessen ist.

Die Berechnung nach Helmholtz ist kaum verwendbar, wenn z. B. bei einem Variometer die für die Feldwirkung hauptsächlich in Frage kommenden Polenden der Magnete einen größeren Abstand voneinander haben, also nicht nahezu in der Mitte der Spule liegen können*). — Man stellt dann die Doppelspule mit ihrer Achse möglichst genau in die Nord-südrichtung. Hier wird auf der Peripherie der beiden Spulen an entsprechender Stelle der beiden Kreise eine kleine Visiervorrichtung angebracht. Senkrecht dazu schafft man durch zwei kleine Hilfsmagnete, die in großem Abstand (etwa je 1 bis 2 m) von den Spulen sich befinden, ein recht schwaches Ostwestfeld. In der Spule steht eine Hilfsbussole, deren Nadel ungefähr die Länge des Magnets in dem zu eichenden Apparat hat. Sowie durch das Feld des Stromes die Horizontalkomponente des Erdmagnetismus aufgehoben ist und die Nadel sich in dem Zweispulensystem infolge des künstlichen Ostwestfeldes in die Richtung ungefähr senkrecht N-S (auf etwa $\pm 5^\circ$, je nach Größe des Ostwestfeldes) zu der Achse der Spulen stellt, ist die Kompensation erreicht. Der wesentliche Kunstgriff ist der, daß die Hilfsnadel dieselbe Größe besitzt und dieselben Lagen einnimmt, welche später die Magnete der zu eichenden Apparatur haben. Der durch die hintereinander geschalteten Spulen fließende Strom wird am Amperometer**) auf etwa $\frac{1}{2}$ Proz. oder, wenn erforderlich, genauer (in relativem Maß) abgelesen.

*) Man vergleiche die graphische Darstellung bei Cl. Maxwell, Treatise, Bd II. Deutsche Ausgabe von B. Weinstein, Taf. XX. Eine von A. Bestelmeyer [Phys. ZS. 12, 1107 (1911)] angegebene Anordnung ist bei den großen Dimensionen der Apparate, die in die Spule gestellt werden müssen, und damit auch der Spulen kostspielig.

**) Das Amperometer braucht nicht absolut geeicht zu sein; es sollen nur die Ausschläge der Stromstärke proportional sein, was man eventuell leicht mit Widerständen nachprüfen oder nicht zutreffendenfalls korrigieren kann.

Die kompensierende Stromstärke ist diejenige, die gerade dem Horizontalintensitätsfeld entgegengesetzt gleich ist. Letzteres muß also am Bezugsort so genau bekannt sein, wie man die Teilstriche des Variometers prozentisch eichen will. In vielen Fällen dürften 1 bis 2 Proz. Genauigkeit hierfür genügen. Es entsprachen z. B. in Freiburg für die betreffenden Spulen mit 2×28 Windungen mit einem Durchmesser von 30 cm und dem Abstand von 20 cm 141.5 mA dem Erdfeld von 0.201 für Erde 1926*). Diese absolute Eichung der Spulen braucht nur einmal zu geschehen. Das Zweispulensystem kann dann in jede beliebige Lage, also z. B. für die Eichung eines Vertikalvariometers mit der Achse vertikal (auf $\pm 2^\circ$ genau) gestellt werden. Man schickt dann durch dieselbe Spule eine kleinere Stromstärke (bei nur einem Meßbereich des Amperometers mit Abzweigung) hindurch und erhält so ein genau bekanntes Zusatzfeld, das exakt dem Strome proportional ist und eicht somit die Ausschläge des Variometers und kann auch prüfen, inwieweit Proportionalität vorhanden ist. Man eicht am besten von 10 zu 10 Sek., indem man immer für etwa 10 Sek. Ausschlag die Stromstärke ermittelt. Mit Hilfe des in den beiden E-W-Lagen geeichten Variometers kann man das Moment von Hilfsmagneten auf ± 1 Proz. feststellen, bei schwachen Hilfsmagneten aus dem Ausschlag des Variometers in den geeichten Teilstrichen, bei starken dadurch, daß man das Variometer, mit dem Hilfsmagneten in bestimmtem Abstand, in das Spulensystem stellt, einen Strom durch die Spulen fließen läßt und dadurch die Wirkung des zu prüfenden Magnets auf das Variometer gerade kompensiert. Zweckmäßigerweise achte man bei starkem Spulenfeld darauf, daß der Magnet, wie das für die Anwendung der Hilfsmagneten in der Natur zutrifft, sich auch noch in dem Zusatzfeld der Spulen befindet.

Man kann das Zweispulensystem zerlegbar und in genau festgelegtem Abstand zusammensetzbar machen. Auf Reisen läßt sich die Eichung der Variometer, wenn man ein Amperometer mitnimmt, mit Hilfe einer Taschenlampenbatterie erneuern.

*) Aus Messungen von Herrn Prof. Dr. A. Nippoldt, nach freundlicher Mitteilung von Herrn Prof. Dr. A. d. Schmidt, Direktor des Erdmagnetischen Observatoriums Potsdam.

**) Man sieht ohne weiteres, daß dies Verfahren allgemein zur Eichung magnetischer Felder von Spulen anwendbar ist, und daß man leicht ohne besondere Apparatur die Genauigkeit von 1 pro Mille erzielt, wenn die Stromstärke dementsprechend ablesbar ist, und die Horizontalintensität einmal genau bestimmt wurde.

Die Schrumpfungsgeschwindigkeit des Erdradius aus astronomischen Beobachtungen.

Von B. Meyermann, Göttingen.

Eine aus astronomischen Beobachtungen abzuleitende Abweichung der tatsächlichen von der aus bekannten Gründen zu erwartenden Beschleunigung der Erdrotation wird als Änderung des Trägheitsmomentes der Erde, also als Schrumpfung des Erdradius gedeutet.

Ein aus direkten Beobachtungen abgeleitetes Maß für die Geschwindigkeit, mit der der Radius der Erde sich zusammenzieht, existiert meines Wissens bisher nicht. Der von mir im folgenden abgeleitete Wert dieser Größe gilt zwar nur für historische Zeit, er wird aber trotzdem den Geologen und Geophysikern einen Anhalt bieten können.

Meine Ableitung stützt sich auf folgende astronomische Daten. Aus modernen Sonnen- und Mondbeobachtungen in Verbindung mit antiken und mittelalterlichen Beobachtungen von Sonnen- und Mondfinsternissen, sowie Sternbedeckungen durch den Mond findet man eine Beschleunigung sowohl der Sonne als auch des Mondes in ihrer mittleren Länge. Diese Beschleunigungen stammen zum Teil aus dem allgemeinen Gravitationsgesetz, sind also aus theoretischen Überlegungen zu bestimmen, zum Teil aus der Gezeitenreibung, welche die Erdrotation bremst und den Mond in seiner Umlaufbewegung beschleunigt, d. h. seinen Abstand von der Erde vergrößert und damit seine Längenbewegung verlangsamt. Die mittleren Längen können wir schreiben:

$$L_{\odot} = L_{0\odot} + a_{\odot}t + \frac{1}{2}(l_{\odot} + b_{\odot} - \frac{b_e}{15}\mu_{\odot})t^2 \dots \dots (A)$$

$$L_{\ominus} = L_{0\ominus} + a_{\ominus}t + \frac{1}{2}(l_{\ominus} + b_{\ominus} - \frac{b_e}{15}\mu_{\ominus})t^2 \dots \dots (B)$$

Hierin bedeuten: $L_{0\odot}$ und $L_{0\ominus}$ die mittleren Längen zur Ausgangsepoche, etwa 1900.0, a_{\odot} und a_{\ominus} die mittlere Bewegung in der Zeiteinheit, b_e die Gesamtbeschleunigung der Erdrotation, die die Form haben soll: $b_e = b_{l\odot} + b_{l\ominus} + b_x$, wo b_x die aus irgend einer unbekannten Ursache, $b_{l\odot}$ und $b_{l\ominus}$ die durch die Sonnen- und Mondtiden erzeugten Beschleunigungen der Erdrotation, b_{\odot} und b_{\ominus} die durch die Flutreibung erzeugten, c_{\odot} und c_{\ominus} die von Störungen herrührenden, theoretisch berechenbaren Beschleunigungen in mittlerer Länge von Sonne und Mond, t die seit der Ausgangsepoche verflossene terrestrische Zeit in Jahrhunderten, μ_{\odot} und μ_{\ominus} die mittlere Bewegung von Sonne und Mond in einer Zeitsekunde. Bekannt sind uns die Werte $c_{\odot} = 2.18''$ und $c_{\ominus} = 14.28''$, ferner aus Beobachtungen die Gesamtbeschleunigungen in Länge für die Sonne

$= + 5.20''$ und für den Mond $= + 23.28''$; das Verhältnis $\frac{b_{l\odot}}{b_{l\ominus}} = \frac{m \cdot r^2}{(M + m) \cdot \varrho^2}$,

wo M bzw. m die Masse der Erde bzw. des Mondes, r ihre mittlere Entfernung, ϱ den Erdradius bedeuten. Der Quotient ergibt sich zu 43.9. Bei der Sonne ergibt sich dies Verhältnis zu 10^{-9} . b_{\odot} kann daher Null gesetzt werden.

Das Verhältnis der Beschleunigungen $\frac{b_{t\varrho}}{b_{t\odot}}$ ist entweder gleich dem Verhältnis der Tidenhübe mal dem Verhältnis der Tidenumlaufgeschwindigkeiten oder dem der Quadrate der Tidenhübe mal dem der Tidenumlaufgeschwindigkeiten. Es ist also

$$\frac{b_{t\varrho}}{b_{t\odot}} = H_1 = \frac{m_{\varrho} \cdot r_{\odot}^3 \cdot 352.8}{m_{\odot} \cdot r_{\varrho} \cdot 366.2} \quad \text{oder} \quad H_2 = \frac{m_{\varrho} \cdot r_{\odot}^6 \cdot 352.8}{m_{\odot}^2 \cdot r_{\varrho} \cdot 366.2}.$$

Demnach ist .

$$\frac{b_{t\varrho}}{b_{t\odot} + b_{t\varrho}} = \frac{H_1}{1 + H_1} \quad \text{oder} \quad = \frac{H_2}{1 + H_2}.$$

Da

$$\frac{b_{t\varrho}}{b_{\varrho}} = 43.9 \quad \text{und} \quad \frac{1 + H_1}{H_1} = 1.46 \quad \text{oder} \quad \frac{1 + H_2}{H_2} = 1.21,$$

ergibt sich

$$b_{t\odot} + b_{t\varrho} = b_{\varrho} \cdot 43.9 \cdot 1.46 \quad \text{oder} \quad = b_{\varrho} \cdot 43.9 \cdot 1.21.$$

b_e ergibt sich aus der Gleichung (B) zu -73.56° und mit diesem Werte b_{ϱ} aus Gleichung (A) zu -31.1° . Demnach ist $b_{t\odot} + b_{t\varrho} = -111.4^{\circ}$ oder -134.4° . Damit ergibt sich b_x zu $+37.8^{\circ}$ oder $+60.8^{\circ}$.

Diese positive Beschleunigung der Erdrotation von 38° bis 61° in 100 Jahren deute ich als eine Abnahme des Trägheitsmomentes der Erde durch Schrumpfung. Nehmen wir an, daß die ganze Erde an der Schrumpfung gleichmäßig beteiligt ist, so bedeuteten die obigen Zahlen eine Abnahme des Erdradius um 3.8 bis 6.1 cm in 100 Jahren, also 380 bis 610 m in 1 Million Jahren. (Nach Schätzung aus Faltungen und den Zwischenzeiten nach Heine 880 m, nach Jeffreys 77 m.) Der Erdumfang hätte sich in dieser Zeit um 2.4 bis 3.8 km verringert.

Zu etwa 20 mal größeren Werten gelangt man, wenn man annimmt, daß an der Schrumpfung nur der Erdmantel und nicht der Kern beteiligt sei.

Göttingen, den 17. Mai 1928.

Über eine Verbindung zwischen den mondtägigen und den sonnentägigen Variationen der magnetischen Deklination.

Von J. Egedal.

Korrekturen zu einer früheren Mitteilung und eine Prüfung der aufgestellten Formel.

In einer Mitteilung der vorliegenden Zeitschrift [Heft 2/3, S. 80 bis 86 (1927)] sind die mondtägige und die sonnentägige Variation statistisch untersucht worden. Gewisse Verbesserungen zu dem früheren Verfahren und auch neue Resultate werden hier gegeben werden.

Früher ist folgende Formel aufgestellt:

$$\frac{L}{Sf(\varphi)\cos^2\varphi} = C \text{ (Konstante).}$$

L bedeutet die Amplitude der halbtägigen Mondwelle für die magnetische Deklination, S die ganze Änderung der Deklination von dem extremen Morgenwert bis zu dem extremen Nachmittagswert, $f(\varphi)$ eine näher definierte Funktion der geographischen Breite.

Die Formel ist unter der Voraussetzung, daß die mondtägige Variation von einer Gezeitenwirkung auf die sonnentägige Variation herrührt, aufgestellt. Um die Formel in Übereinstimmung mit der Gezeitentheorie zu bringen, muß die Funktion $f(\varphi) = 1$ gesetzt werden. Außerdem ist ein Faktor, der eine Funktion der Deklination des Mondes ist, hinzuzufügen. Dieser Faktor weicht gewöhnlich höchstens 2 Proz. von seinem mittleren Werte ab und wird hier nicht mitgenommen. Die Formel nimmt dann folgende Form an:

$$\frac{L}{S\cos^2\varphi} = C \text{ (Konstante).}$$

Die neue Formel ist in einer Mitteilung in der Zeitschrift „Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity“, Sept.-Dez. 1927, behandelt worden, und zwar in derselben Weise, wie die frühere Formel [Heft 2/3 (1927) vorliegender Zeitschrift] behandelt war. Bei der Anwendung der neuen Formel zeigen die berechneten Größen der C auch keine nachweisbare Änderung mit der geographischen Breite φ . Die Formel ist also mit dem Observationsmaterial in Übereinstimmung.

Es ist auch möglich, die Formel auf andere Weise zu untersuchen. Wird S für jeden der 12 Monate aus der mittleren sonnentägigen Variation bestimmt, und wird auch L für jeden der Monate bestimmt, dann steht Material für die Prüfung der Formel zur Verfügung. Bis jetzt gibt es aber nur für das magnetische Observatorium zu Greenwich eine Ableitung der monden-

tägigen Variation für die 12 Monate des Jahres. Die ganze Untersuchung (Phil. Trans. of Roy. Soc. A., Vol. 225, London 1925), die von Prof. S. Chapman ausgeführt ist, umfaßt 63 Jahre (1848—1863, 1868—1914) und bezieht sich nur auf die magnetische Deklination. 63 Jahre sind für eine Bestimmung des monatlichen L nicht zu viel, es beträgt nur $5\frac{1}{4}$ Jahre (63 Monate) für jeden Monat. Dagegen ist die Berechnung von S nur für einen ganzen Sonnenfleckenzyklus (1891—1901) ausgeführt, weil Material für Berechnung der S für die ganze Periode nicht zur Verfügung stand.

Da φ bei dieser Anwendung der Formel konstant ist, genügt es, den Quotienten $\frac{L}{S}$ zu untersuchen. In beistehender Tabelle sind L , S und $\frac{L}{S} \cdot 10^3$ für jeden Monat des Jahres gegeben.

	Greenwich		
	L	S	$\frac{L}{S} \cdot 10^3$
	1848—1863, 1868—1914 γ	1891—1901 γ	
Januar	0.77	19.6	39
Februar	0.70	26.5	26
März	1.18	46.1	26
April	1.37	55.1	25
Mai	2.11	53.5	39
Juni	1.84	55.1	33
Juli	1.67	54.6	31
August	1.60	55.1	29
September	1.26	47.7	26
Oktober	0.95	38.1	25
November	0.87	22.8	38
Dezember	0.82	17.0	48

Mittel: 32

Nach der Formel ist es zu erwarten, daß $\frac{L}{S} \cdot 10^3$ konstant wird. In der Tabelle kommen aber ziemlich bedeutende Abweichungen vom Mittel vor: sie sind aber nicht so beträchtlich, daß sie nicht von der Ableitung der L stammen können. Im Winter, wenn L klein ist, wird die Abweichung größer werden können. Die Mittel für Winter und Sommer sind die folgenden:

Winter $33.7 \cdot 10^{-3}$,
Sommer $30.5 \cdot 10^{-3}$.

Daraus sieht man, daß nur ein unbedeutender Unterschied zwischen dem Winterwert und dem Sommerwert besteht. Den Abweichungen der einzelnen Werte vom Mittelwert darf man keine Bedeutung zuschreiben, und man sieht also, daß die ausgeführte Untersuchung zugunsten der aufgestellten Hypothese ausfällt.

København, Geofysisk Afdeling, Meteorologisk Institut.

Die Zone der anormalen Hörbarkeit im kleinen.

Von W. Hiller, Stuttgart. — (Mit einer Abbildung.)

Zur Frage der anormalen Schallausbreitung in der Atmosphäre möchte ich kurz eine Beobachtung mitteilen, die ich im Laufe der letzten Jahre öfters gemacht habe. Bei gewissen Wetterlagen war am Ostfuß der Uhlandshöhe in Stuttgart deutlich der Glockenschlag des neuen Glockenspiels vom Rathausturm, dessen Klang mit keinem anderen Glockenschlag verwechselt werden kann, zu hören. Die Einzelheiten der Lageverhältnisse sind aus der beigelegten Skizze (Fig. 1) ersichtlich. Der horizontale Abstand zwischen Schallquelle (245 m + etwa 20 m über NN) und Beobachtungsort (280 m + 15 m über NN) beträgt rund 2 km; zwischen der geradlinigen Verbindung von beiden erhebt sich ein Ausläufer der Uhlandshöhe bis zu einer Höhe von 330 m + etwa 20 m über NN. Geradlinige Schallstrahlen können also vom Rathausturm nicht zum Beobachtungsort ge-

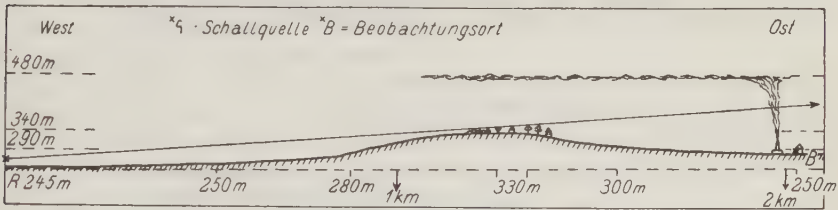


Fig. 1.

langen (diese gehen in einer Höhe von rund 110 m darüber weg). Im Falle der Hörbarkeit des Glockenschlags mußten die Schallstrahlen wieder nach der Erdoberfläche zurückgebogen worden sein. Je nach der Wetterlage ließen sich nun die Tage mit Hörbarkeit in zwei Gruppen einteilen. Die eine Gruppe umfaßt die Tage, an denen lebhafter Westwind war, dessen Stärke mit der Höhe zunahm (der Beobachtungsort liegt etwa östlich von der Schallquelle). Diese Erscheinung ist nach den Untersuchungen von Stokes, Reynold u. a. schon länger bekannt und auch geklärt. In gewisser Beziehung interessanter ist die andere Gruppe von Tagen, an denen vollkommene Windstille oder gar leichter Ostwind war. In diesem Falle hörte man den Glockenschlag nur in den frühen Morgenstunden nach einer klaren Nacht und bei ausgesprochenem Hochdruckwetter mit nur geringer Luftbewegung. Es waren lauter Morgen, an denen nach der Wetterlage in einer Höhe von einigen hundert Metern über dem Boden eine Temperaturinversion sehr wahrscheinlich war.

Im Laufe der letzten Jahre habe ich den Glockenschlag an derartigen Tagen etwa 10- bis 15 mal gehört. Ganz besonders interessant war aber die

Beobachtung am Morgen des 15. April 1926. An diesem Tage konnte die vermutete Inversionsschicht unmittelbar vom Boden aus festgestellt werden. Von zwei Fabrikschornsteinen in der Nähe stieg der Rauch langsam in die Höhe, von einem leichten Ostwind nur ganz wenig westwärts abgetrieben. In einer Höhe von etwa 200 bis 250 m über dem Boden hörte das Steigen ganz plötzlich auf, der Rauch breitete sich über eine große Fläche fast vollkommen horizontal aus, wie in der Figur angedeutet ist. Diese so gekennzeichnete „Sperrschicht“ war zweifellos der Anlaß für die Abwärtskrümmung der Schallstrahlen. Messungen über die Größe der Inversion waren leider nicht möglich; auch bei einer Pilotvisierung, die ich erst etwa eine $\frac{1}{2}$ Stunde später vornehmen konnte, war die Inversion schon fast vollständig verschwunden.

In allen Fällen der Hörbarkeit mußte übrigens der Einfallswinkel am Beobachtungsort verhältnismäßig klein sein — bei einfacher Reflexion an einer Sperrschicht von 200 bzw. 400 m über dem Beobachtungsort berechnet er sich zu etwa 12° bzw. 22° —, denn seitdem vor meinem Fenster in der Ankunftsrichtung der Schallstrahlen ein Neubau steht, dessen Erhebung 30 bis 35° beträgt, habe ich den Glockenschlag nie mehr gehört.

Stuttgart, Württembergische Landeswetterwarte, Mai 1928.

Mitteilungen.

Die diesjährige (7.) Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft findet in Verbindung mit der Abteilung für Geophysik der 90. Versammlung der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte in Hamburg am 19., 20. und 21. September 1928 statt.

Zeiteinteilung.

Mittwoch, den 19. September 1928. 14—18^h. 1. wissenschaftliche Sitzung:

1. Stüve, Referat über die Polarfront und Äquatorialfront.
2. Weickmann, Über den Nachweis von atmosphärischen Druck- und Temperaturschwankungen periodischer Art.
3. Kuhlbrodt, Das Strömungssystem der Luft über dem tropischen Atlantischen Ozean nach den Höhenwindmessungen der „Meteor“-Expedition.
4. Perlewitz, Klima und Klimatafel von Hamburg.
5. Schmidt, W., Neue Beobachtungen über die Turbulenz des Windes.
6. Baur, Statistische Mechanik der Atmosphäre.
7. Georgi, Ergebnisse von Pilotballonaufstiegen.
8. Lohr, Neuere Ergebnisse der Hochaufstiege der wissenschaftlichen Flugstelle der Deutschen Seewarte.

Donnerstag, den 20. September 1928. 9—13^h. 2. wissenschaftliche Sitzung:

1. Tams, Referat über die Seismizität der Ozeane und Kontinente.
2. Renquist, Über kartographische Darstellung der Seismizität.
3. Conrad, Das Schwadorfer Beben vom 8. Oktober 1927.
4. Angenheister, Natürliche und künstliche Schichtschwingungen.
5. Uller, Die geführten elastischen Zweimittelwellen.
6. Brockamp, Ein Beitrag zum Studium der Oberflächen- und Schichtwellen.
7. Schuh, Geophysik. Untersuchungen in Mecklenburg.

14^{30h}. Geschäftssitzung.

15—18^h. 3. wissenschaftliche Sitzung:

1. Schmidt, Ad., Referat über den Stand der erdmagnetischen Forschung.
2. Reich, Lokale und regionale magnetische Anomalien in Schleswig-Holstein.
3. Pollack, Das Periodogramm der magnetischen Charakterzahlen.
4. Meinardus, Der Wasserhaushalt der Antarktis in der Eiszeit.
5. Wegener, Probleme des grönländischen Inlandeises.
6. Jung, Beitrag zur Auswertung von Drehwagemessungen.

Freitag, den 21. September 1928. 9—13^h. 4. wissenschaftliche Sitzung.

1. Süring, Ergebnisse und Aufgaben der meteorologischen Strahlungsuntersuchungen.
2. Linke, Thema vorbehalten.
3. Jensen, Der gegenwärtige Stand und die Aufgaben der Himmelsphotometrie.
4. Wölcken, Weitere Messungen der durchdringenden Höhenstrahlung.
5. Stoppel, Ergebnisse meiner Untersuchungen der Messungen des Erdpotentials.
6. Müller, Verteilung und Nachweis der radioaktiven Substanzen in den obersten Schichten der Erdkruste.
7. Seilkopf, Meteorologische Forschungen auf dem Nordatlantischen Ozean als Vorbereitung transatlantischen Luftverkehrs.

Sitzungsraum: Hörsaal I der Universität, Edmund Siemers-Allee (beim Dammtorbahnhof). In der Universität tagen ebenfalls die Abteilungen für Geographie und Geologie. Der Geographie ist die Ozeanographie angegliedert.

Weitere Vortragsanmeldungen (Redezeit 15 Minuten) sind bis spätestens 15. Juli an den 1. Vorsitzenden der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, Geh. Rat Prof. Dr. E. Kohlschütter in Potsdam, und gleichzeitig an die Einführenden der Abteilung für Geophysik, Prof. Dr. E. Tams in Hamburg 36, Hauptstation für Erdbebenforschung, bzw. Dr. E. Kuhlbrodt in Hamburg 3, Deutsche Seewarte, zu richten.

Die Vortragenden werden gebeten, ein Referat über ihren Vortrag bis zum 15. August an die Schriftleitung der Zeitschrift für Geophysik einzuliefern.

Die Referate sollen in dem vor der Tagung erscheinenden Septemberheft der Zeitschrift für Geophysik gedruckt werden.

Außerdem sei darauf hingewiesen, daß im weiteren Rahmen der Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte am Dienstagnachmittag (18. Sept.) in der Sitzung der naturwissenschaftlichen Hauptgruppe unter anderen Prof. Dr. A. Born, Berlin, sprechen wird über

„Die Bedeutung der Isostasie für die Gestaltung der Erdoberfläche“

und in der allgemeinen Sitzung am Mittwochvormittag (19. Sept.) unter anderen Prof. Dr. A. Defant, Berlin, einen Vortrag halten wird über

„Wissenschaftliche Ergebnisse der ‚Meteor-Fahrt‘“.

Der Beitrag, welcher zur Teilnahme an allen wissenschaftlichen und festlichen Veranstaltungen der Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte (16. bis 21. Sept. in Hamburg, 21. bis 22. Sept. in Kiel) berechtigt, beträgt 25.— *RM.* Er ermäßigt sich für Mitglieder der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte auf 20.— *RM* oder, wenn diese länger als ein Jahr Mitglied sind, auf 15.— *RM.* Damen zahlen 15.— *RM*, Studierende 5.— *RM.* In den Beitrag ist freie Fahrt auf den Straßenbahnen und freier Eintritt in den Zoologischen Garten einbegriffen.

Der erste Vorsitzende:
E. Kohlschütter.

Der Gründer und langjährige Leiter des Physikalisch-Meteorologischen Observatoriums in Davos, C. Dorno, ist von der Mitarbeit am 1. April 1928 zurückgetreten.

Berichtigungen und Ergänzungen.

Zeitschr. f. Geophys. Jahrg. III, Heft 4, 1927 (Mothes: Seismische Dickenmessungen von Gletschereis),

S. 128 unten lies: $L_{II} = 0.250$ statt $L_{II} = 0.262$.

S. 129 oben lies: $L_{II} = 0.310$ statt $L_{II} = 0.303$.

S. 132 sind die in der Tabelle angegebenen Laufzeiten das Ergebnis einer vorläufigen Auswertung. Die in der letzten Spalte angeführten Tiefen sind mit den endgültigen Laufzeiten berechnet.

Hans Mothes.

S. 359, Jahrg. III, Fußnote † lies:

Meteorol. Zeitschr. 1927, S. 209 ff. statt Ebenda, S. 159 u. f.

Nr. 55 des Mitgliederverzeichnisses lies: Lübecker Tor 24 statt Lübecker Straße 24.

Neuanmeldungen.

167. KÜHLBRODT, E., Dr., Abteilungsvorsteher u. Privatdozent f. Meteorologie, Hamburg 3, Deutsche Seewarte.

168. GASSMANN, FRITZ, Prof. Dr. an der Kantonschule Aarau und Privatdozent für Geophysik d. Techn. Hochschule Zürich, Höngg bei Zürich, Nordstraße 72.

169. HELMS, HANS v., Dr. phil., Hannover, Lavestraße 82.

170. SCHUH, Prof., Rostock, Friedr. Franzstraße 75.

171. Geolog.-paläontolog. Institut d. Techn. Hochschule Berlin.

172. SHIRATORI, K., Prof., Taiwan Imperial University, Japan.

173. SYVERDRUP, H. U., Prof. Dr. d. Meteorologie am geophysikal. Institut in Bergen (Norwegen), Kalfarveien 59.

174. STENZ, EDWARD, Dr. Lwów (Polen), Instytut Geofizyki, Uniwersytet.

175. SCHMIDT, WILH., Prof., Hochschule f. Bodenkultur, Wien.

176. HESS, V. F., Prof. Dr., Graz, Lehrkanzel f. Experimentalphysik der Universität.

177. BARTON, Dr., Houston, Texas, Petroleum Building, U. S. A.

178. Kosmographisches Institut d. Universität Budapest, z. Händen Prof. Dr. v. KÖVESLIGETHY.

Die Schriftleitung: Prof. Dr. G. Angenheister, Abteilungsvorsteher am Preuß. Geodät. Inst. Potsdam.

Ein graphisches Verfahren für Drehwagenmessungen zur Berechnung der Geländewirkung und der Wirkung beliebig gestalteter Massenkörper *).

Von **H. Haalek**. — (Mit sechs Abbildungen.)

Es wird ein einfaches, für die allgemeine Praxis der Drehwagemessungen geeignetes graphisches Verfahren zur Ermittlung der Geländewirkung für jede beliebige Geländeform und beliebige Höhe des Instruments über dem Erdboden entwickelt und die praktische Anwendung an einem Beispiel gezeigt. Die Methode eignet sich auch zur einfachen Berechnung der Wirkung beliebig gestalteter Massenkonfigurationen auf die Drehwage.

Um die aus den Messungen mit der Eötvösschen Drehwage abgeleiteten Werte der zweiten Differentialquotienten des Schwerepotentials von der Geländewirkung, d. h. also von dem Einfluß der durch die Geländeform umrissenen Massenverteilung, zu befreien, sind in der Praxis verschiedene Methoden im Gebrauch. Das von Eötvös**) ausgearbeitete Verfahren ist ganz auf die Verhältnisse der flachen ungarischen Tiefebene zugeschnitten; es beruht auf der nach einem festen Schema parzellenweise berechneten Geländewirkung unter einer vereinfachenden Annahme über die Geländeform. Mit der Erweiterung des Aufgabenkreises der Drehwage erwies sich die Eötvössche Methode, sobald die Drehwage in mehr kupiertem Gelände angesetzt wurde, als zu wenig genau. W. Schweydar***) arbeitete ein neues genaueres Verfahren zur Erfassung der Geländewirkung aus. Bei diesem Verfahren werden die Höhen auf jedem Kreise mit dem Stationspunkt als Zentrum durch Fouriersche Reihen dargestellt, deren Konstanten aus den Höhenmessungen zu berechnen sind. Die Variation der Höhe von einem Kreise zum nächsten in einem beliebigen Azimut wird als proportional dem radialen Abstand von der Station angenommen. Hiermit kann jede beliebige Genauigkeit in der Berechnung der Terrainkorrektur erzielt werden, wenn die Breite der Ringe eng und die Zahl der Höhenmessungen auf jedem Kreise groß genug gewählt werden. In einer zweiten Veröffentlichung†) erweitert Schweydar noch die Genauigkeit in der

*) Aus einem demnächst erscheinenden Heft der Sammlung geophysikalischer Schriften, herausgegeben von Prof. E. Mainka, Verlag Gebr. Borntraeger, Berlin.

**) Bericht über die geodätischen Arbeiten in Ungarn. Verhandl. d. 15. Allgem. Konferenz d. Intern. Erdmessung 1906, I. Teil, S. 358 ff.

***) W. Schweydar: Die topographische Korrektur bei Schweremessungen mit der Torsionswage. Zeitschr. f. Geophys. 1, Heft 3, 81—89 (1925).

†) Derselbe: Zweite Mitteilung. Ebenda 3, 17—23 (1927), Heft 1.

Anwendung seines Berechnungsverfahrens bei stärkeren Geländeunebenheiten dadurch, daß er auch noch für die größeren Entfernungen als 5 m ein weiteres Glied mit der zweiten Potenz der Höhe in den Reihenentwicklungen berücksichtigt.

An sich hindert nichts, sich von jeder Beschränkung einer Annahme über die Form der Oberfläche frei zu machen, da man die mathematische Approximation in jedem Einzelfall so weit treiben kann, daß die berechnete Gesamtwirkung der Massen von der wirklichen sich nur um eine beliebig kleine Größe unterscheidet. In der Praxis spielt aber der Zeitaufwand für die Rechnung eine sehr wichtige Rolle, weshalb man einfache Rechnungsformeln vorzieht; sie müssen aber so allgemein sein, daß sie auf alle vorkommenden Fälle anwendbar bleiben. Am naheliegendsten ist es, worauf E. Ansel*) hinweist, die Gaußsche Methode der genäherten Quadratur anzuwenden. Es hat vor allen anderen Quadraturformeln (z. B. Trapezformel, Simpsonsche Regel) den Vorzug, daß sie mit einer Summe von n -Gliedern den Wert eines Integrals ebenso genau liefert, wie wenn die zu integrierende Funktion durch ein Polynom vom $(2n - 1)$. Grade ersetzt würde. Ein solches Verfahren ließe sich auf jede Geländeform anwenden. Der Praktiker neigt aber dazu, einfache Schemata vorzuziehen, die bis auf die einzusetzenden Beobachtungsdaten gebrauchsfertig vorliegen. Auch das Verfahren von W. Schweydar ist für die praktische Anwendung für ein bestimmtes Rechenschema zugeschnitten. Solche Schemata sind aber stets an eine bestimmte Ausführung des Nivellements gebunden und haben den Nachteil, daß sie auch leicht bei Geländeformen Anwendung finden, wo ihre Genauigkeit nicht ausreicht. So kann es sich in komplizierten Fällen (z. B. bei steilen Abstufungen) erweisen, daß eine große Anzahl von Nivellements nach den Halbmessern erforderlich ist, und daß die Fouriersche Entwicklung trotzdem schlecht konvergiert. Außerdem verlangen sie stets dieselbe Höhe des Bezugspunktes der Drehwage über dem Erdboden, für welche sie berechnet sind. Für die in der Praxis mit der Ausführung der Drehwagenmessungen betrauten Beobachter, von welchen fast stets eine Höchstleistung an zu messenden Stationen gefordert wird, ist es nicht immer möglich, das Schema der Berechnung der Geländewirkung je nach der Form des Geländes zu variieren oder eine etwaige besondere Geländeunregelmäßigkeit (z. B. Bacheinschnitt, Damm, einzelner unregelmäßiger Hügel oder dergl.) für sich auszumessen und zu berechnen, zumal eine dementsprechende mathematische Vorbildung in den seltensten Fällen vorhanden ist. Die Tatsache, daß die gesteigerten Anforderungen der praktischen Geophysik auch Drehwagenmessungen in schwierigerem Gelände mit hinreichender Genauigkeit verlangen, läßt die Notwendigkeit derartiger einfacher, allgemeiner, aber doch sehr genauer Verfahren erkennen.

Es liegt nahe, einfache Abzählverfahren mit Hilfe von Diagrammen auszuarbeiten, welche auf jede Geländeform anwendbar sind. Derartige graphische

*) E. Ansel: Die gravimetrischen Aufschlußmethoden. Lehrb. d. Geophys. Kap. 53, S. 533—544. Herausgeb. von B. Gutenberg, Berlin 1926.

Verfahren sind bereits mehrfach vorgeschlagen worden: Nach der von Numerov*) vorgeschlagenen Methode teilt man das ganze Gelände derart in Felder ein, daß die über jedem Felde zu berücksichtigende Masse eine ihrer Dichte proportionale Wirkung ausübt. Durch Abzählen der Felder erhält man die Wirkung der gesamten Umgebung. Die Größe und Gestalt der Felder hängt ab von dem Azimut, der Entfernung von der Station und der Höhe des Geländes. Für die Praxis ist dieses Verfahren aus dem letzteren Grunde nicht geeignet. Die von K. Jung**) entworfenen Diagramme ähneln dem Numerovschen Vorschlag. Sie weichen aber insofern etwas ab, als die Größe und Gestalt der Felder nur von dem Azimut und der Entfernung abhängen, während der Erhebungswinkel dadurch berücksichtigt wird, daß man je nach dessen Betrag den Feldern ein verschiedenes Gewicht zuerteilt. Zu diesem Zwecke müssen für jeden Meßpunkt erst Karten mit Linien gleicher Erhebungswinkel konstruiert werden, welches für die Praxis aber eine unrentable Umständlichkeit bedeutet. Eine weitere, dem Verfasser nicht näher bekannte graphische Methode von Below wird von Nikiforov***) angegeben†).

Ein für die Praxis der Drehwagemessungen allgemein geeignetes graphisches Verfahren zur Ermittlung der Geländekorrektion muß nach Möglichkeit folgenden Bedingungen genügen:

1. Hinreichende Genauigkeit sowohl für flaches wie kuptiertes oder beliebig unregelmäßig gestaltetes Terrain.
2. Keine Gebundenheit an irgend eine bestimmte Ausführung des Nivellements.
3. Keine Gebundenheit an eine bestimmte Höhe des Bezugspunktes der Drehwage über der Erdoberfläche.
4. Möglichst einfache Handhabung bei Verwendung möglichst weniger Diagrammformulare.

Diesen Bedingungen sucht das im folgenden entwickelte Verfahren nach Möglichkeit gerecht zu werden.

Wir legen ein rechtwinkliges Koordinatensystem zugrunde mit dem Anfangspunkt im Bezugspunkt der Drehwage. Die positive x -Achse sei nach

*) B. Numerov: Graphische Methode zur Berücksichtigung des topographischen Einflusses und des Einflusses der unterirdischen Massen auf die gravimetrischen Beobachtungen. Zeitschr. f. Geophys. 1, Heft 8, 367—371 (1925). — Derselbe: Die Interpretation der Schwerebeobachtungen (russisch). Bull. de l'institut astronomique Nr. 15, S. 165—167, Leningrad 1927.

**) K. Jung (Dissertat.): Diagramme zur Bestimmung der Terrainwirkung für Pendel und Drehwage und zur Bestimmung „zweidimensionaler“ Massenanordnungen. Zeitschr. f. Geophys. 3, Heft 5, 201—212 (1927).

***) P. Nikiforov: Physical Principles of the gravitational Method of Prospecting (russisch mit engl. Auszug). Bull. of the Inst. of Pract. Geophys. Nr. 1, S. 198 ff., 211 ff. Leningrad 1925.

†) Sehr praktische, von W. Birnbaum entworfene Diagramme sind seit Jahren bei der Exploration, G. m. b. H., in Gebrauch (nicht veröffentlicht).

Norden, die positive y -Achse nach Osten und die positive z -Achse nach oben gerichtet. Das Koordinatensystem muß identisch sein mit dem Koordinatensystem, auf welches die Messungen mit der Drehwage sich beziehen, also entweder mit den magnetischen oder astronomischen Hauptrichtungen. Ein Massenteilchen dm im Abstand r von der Station habe gegen den Bezugspunkt die Höhendifferenz z ; der Winkel zwischen der positiven x -Achse und r im Sinne des Uhrzeigers gezählt sei ψ . Wir führen jetzt Polarkoordinaten ein:

$$x = r \cos \psi,$$

$$y = r \sin \psi, \quad dm = \sigma r dr d\psi dz,$$

wobei σ das spezifische Gewicht des Erdbodens bedeutet.

Wir nehmen nun an, daß sich die Attraktionswirkung der die Gelände-
unebenheiten bildenden Masse innerhalb des Raumes der Drehwagegehänge
linear*) ändert, beziehen also deren zweiten Differentialquotienten des Schwere-
potentials auf den Bezugspunkt G . Diese ergeben sich dann zu:

$$U_{xz} = \frac{\partial^2 W}{\partial x \partial z} = -3\kappa\sigma \iiint \frac{r^2 \cdot z \cos \psi}{(r^2 + z^2)^{5/2}} dr d\psi dz,$$

$$U_{yz} = \frac{\partial^2 W}{\partial y \partial z} = -3\kappa\sigma \iiint \frac{r^2 z \sin \psi}{(r^2 + z^2)^{5/2}} dr d\psi dz,$$

$$U_{\Delta} = \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} = 3\kappa\sigma \iiint \frac{r^3 (\sin^2 \psi - \cos^2 \psi)}{(r^2 + z^2)^{5/2}} dr d\psi dz,$$

$$U_{xy} = \frac{\partial^2 W}{\partial x \partial y} = 3\kappa\sigma \iiint \frac{r^3 \sin \psi \cos \psi}{(r^2 + z^2)^{5/2}} dr d\psi dz.$$

Die Durchführung der Integration, von deren Richtigkeit man sich am besten durch Differentiation überzeugen kann, ergibt:

1. Integration nach z von 0 bis z :

$$\text{a) } \int_0^z \frac{z}{(r^2 + z^2)^{5/2}} dz = \frac{1}{3r^3} - \frac{1}{3(r^2 + z^2)^{3/2}},$$

$$\text{b) } \int_0^z \frac{dz}{(r^2 + z^2)^{5/2}} = \frac{z(3r^2 + 2z^2)}{3r^4(r^2 + z^2)^{3/2}},$$

wir setzen jetzt, indem wir den Erhebungswinkel φ einführen:

$$z = r \operatorname{tg} \varphi.$$

*) Streng genommen trifft es für die Massenunregelmäßigkeiten, welche sich in unmittelbarer Nähe des Instruments befinden, nicht mehr mit voller Genauigkeit zu, da die in der Theorie vernachlässigten höheren Differentialquotienten schon von wesentlichem Einfluß sind. [Vgl. z. B. K. Mader: Die Verwendung der Drehwage von Eötvös bei nahen großen Massen. Sitzungsber. d. Wien. Akad. d. Wiss., math.-naturw. Klasse IIa, Nr. 3/4, S. 133 (1924).]

2. Integration nach r von r_1 bis r_2 :

$$a) \quad \kappa \sigma \int_{r_1}^{r_2} \left\{ \frac{1}{(1 + \operatorname{tg}^2 \varphi)^{3/2}} - 1 \right\} \frac{dr}{r} = \kappa \sigma (\cos^3 \varphi - 1) \ln \frac{r_2}{r_1},$$

$$b) \quad \kappa \sigma \int_{r_1}^{r_2} \operatorname{tg} \varphi \frac{3 + 2 \operatorname{tg}^2 \varphi}{(1 + \operatorname{tg}^2 \varphi)^{3/2}} \frac{dr}{r} = \kappa \sigma \sin \varphi (3 - \sin^2 \varphi) \ln \frac{r_2}{r_1}.$$

3. Integration nach ψ von ψ_1 bis ψ_2 :

$$a) \quad \begin{cases} \int_{\psi_1}^{\psi_2} \cos \psi d\psi = \sin \psi_2 - \sin \psi_1, \\ \int_{\psi_1}^{\psi_2} \sin \psi d\psi = \cos \psi_1 - \cos \psi_2. \end{cases}$$

$$b) \quad \begin{cases} \int_{\psi_1}^{\psi_2} (\sin^2 \psi - \cos^2 \psi) d\psi = \frac{1}{2} (\sin 2\psi_1 - \sin 2\psi_2), \\ \int_{\psi_1}^{\psi_2} \sin \psi \cos \psi d\psi = \frac{1}{4} (\cos 2\psi_1 - \cos 2\psi_2). \end{cases}$$

Praktisch ist es, wie sich aus dem folgenden ergibt, am vorteilhaftesten, folgende Größen konstant zu setzen:

$$\frac{r_2}{r_1} = \sqrt[n]{m},$$

$$\cos^3 \varphi_1 - \cos^3 \varphi_2 = \frac{1}{f},$$

$$\sin \varphi_2 \left(1 - \frac{\sin^2 \varphi_2}{3} \right) - \sin \varphi_1 \left(1 - \frac{\sin^2 \varphi_1}{3} \right) = \frac{2}{3f}.$$

Dann bedeutet n die Zahl der Teile in radialer Richtung zwischen einem beliebigen Abstand R und dem m -fachen Abstand $m \cdot R$, f die Zahl der Strahlen in einem Quadranten (φ von 0 bis 90°). Setzen wir ferner zur Abkürzung:

$$\frac{\kappa \sigma}{f} \ln \sqrt[n]{m} = C,$$

so ist:

$$a) \quad \kappa \sigma (\cos^3 \varphi_1 - \cos^3 \varphi_2) \ln \frac{r_2}{r_1} = C,$$

$$b) \quad \kappa \sigma \{ \sin \varphi_2 (3 - \sin^2 \varphi_2) - \sin \varphi_1 (3 - \sin^2 \varphi_1) \} \ln \frac{r_2}{r_1} = 2C.$$

Setzt man für n , m und f Zahlenwerte ein, so lassen sich für die beiden Fälle a) (Gradienten) und b) (Krümmungsgrößen) Diagramme zeichnen, in welchen bedeutet:

Im Diagramm a übt jedes einzelne mit Masse ausgefüllte Feld auf den horizontalen Schwerkraftgradienten im Punkte G folgenden Einfluß aus:

$$\left. \begin{aligned} U_{xz} &= -C(\sin \psi_2 - \sin \psi_1) \\ U_{yz} &= -C(\cos \psi_1 - \cos \psi_2) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (I)$$

Im Diagramm b übt jedes einzelne mit Masse ausgefüllte Feld auf die Krümmungsgrößen im Punkte G folgenden Einfluß aus:

$$\left. \begin{aligned} U_d &= C(\sin 2\psi_1 - \sin 2\psi_2) \\ U_{xy} &= \frac{C}{2}(\cos 2\psi_1 - \cos 2\psi_2) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (II)$$

Um Zahlenwerte für die Konstanten n , m und f einzusetzen, ist es am praktischsten, $m = 10$ zu wählen, d. h. $r_2 = \sqrt[n]{10} \cdot r_1$, weil dadurch das Dezimalsystem innegehalten wird; wird dann der erste Teilstrich als Einheit gesetzt, so folgt der n -te Teilstrich als 10. Daraus ergibt sich:

Die Diagramme können angewendet werden für die Entfernungen:

- | | | | | | | |
|------|-----|-------|-----|--------|-----------------|---------|
| a) | von | 1 m | bis | 10 m, | Längeneinheit = | 1 m, |
| b) | " | 10 " | " | 100 " | " | = 10 " |
| c) | " | 100 " | " | 1000 " | " | = 100 " |
| usw. | | | | | | |

Geländehöhe und Entfernung von der Station müssen stets in gleichem Maßstab eingezeichnet werden.

In den beigegebenen Diagrammen a und b ist ferner gesetzt:

$$n = 30,$$

$$f = 16.$$

Ebenso ist noch folgende, für die Abzählungen etwas bequemere Abänderung getroffen worden: Das von den Abständen r_2 und r_1 und den Strahlen φ_2 und φ_1 eingeschlossene Feld $ABCD$ wird durch das inhaltsgleiche Rechteck $A'B'C'D'$ bei (nahezu) unveränderter Lage des Schwerpunktes ersetzt. Dann ist:

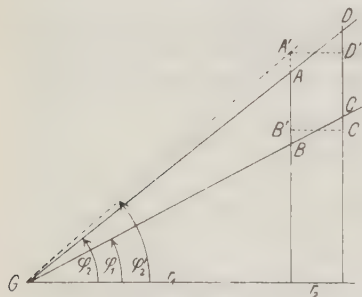


Fig. 1.

$$\operatorname{tg} \varphi'_2 = \operatorname{tg} \varphi_1 \cdot \frac{1}{2} (1 + \sqrt[n]{m}) = 1.04 \operatorname{tg} \varphi_2.$$

Der Fehler, den man hierbei begeht, ist so verschwindend klein, daß er keine Rolle spielt.

(Die kräftiger ausgezogenen Linien in den Diagrammen dienen nur zur Erleichterung des Abzählens.) In den Teilen, in

welchen die Ab- bzw. Zunahme der Größe der Felder mit dem Erhebungswinkel am wenigsten linear erfolgt, ist in den Diagrammen noch die Halbierungslinie (gestrichelt) und noch die Halbierungslinie der einen Feldhälfte (punk-

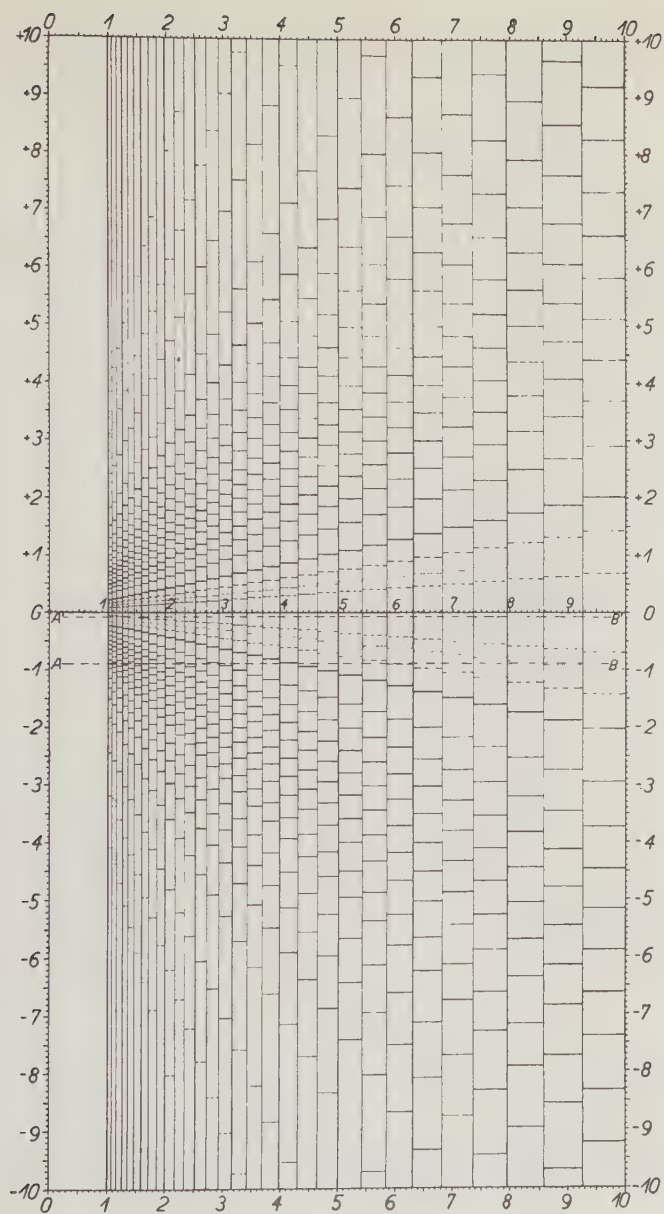


Diagramm a.

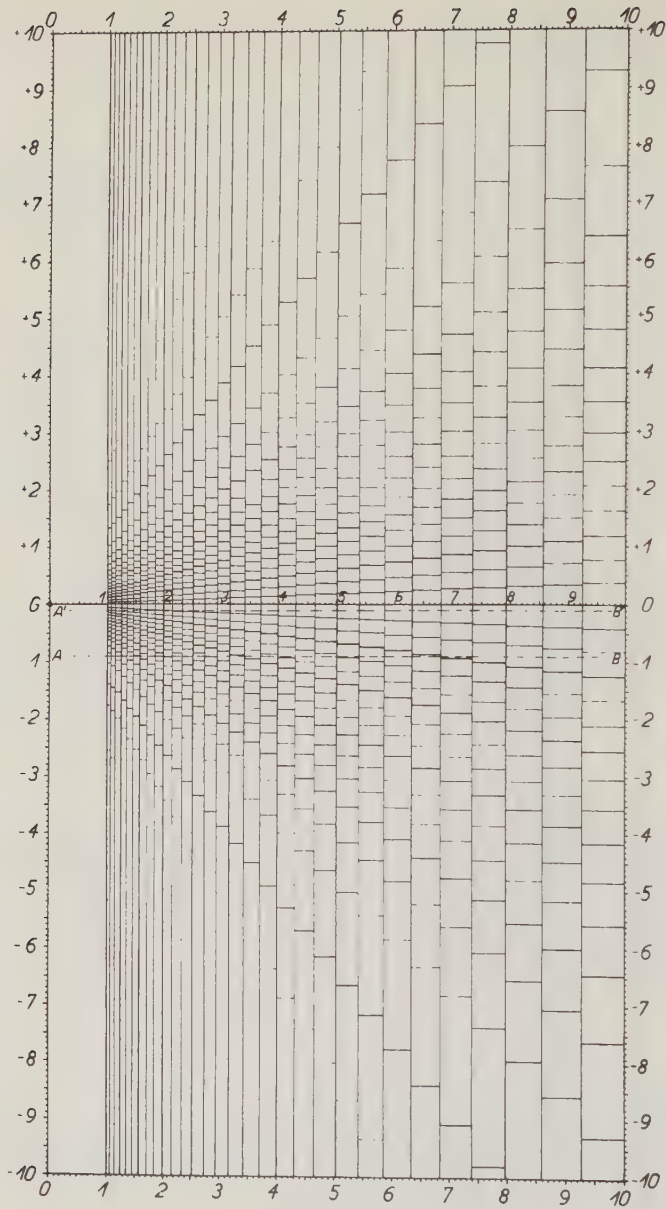


Diagramm h.

tiert) mit eingezeichnet, im Diagramm a ist auch die letztere nochmal halbiert (strich-punktiert).

Der numerische Wert von C ist, wenn wir die Dichte σ des Erdbodens gleich 1.8 setzen:

$$C = 0.5753 \cdot 10^{-9} = 0.5753 \text{ E}^*).$$

Ist die Dichte σ eine andere, so muß C mit dem Faktor $\frac{\sigma}{1.8}$ multipliziert werden.

In den beiden Diagrammen bedeutet G den Bezugspunkt der Drehwage; die Zählung ist oberhalb der durch G gehenden Horizontalen positiv, unterhalb derselben negativ zu rechnen. Beim Nivellement ist also stets die Höhendifferenz gegen den Bezugspunkt G zu rechnen. Daraus folgt, daß die Höhe des Bezugspunktes über der Erdoberfläche ohne Einfluß auf die Berechnung der Geländewirkung ist. Es ist dieser Umstand recht oft von großem Vorteil, wenn es irgendwelcher Geländeverhältnisse wegen ratsamer ist, das Instrument höher als gewöhnlich aufzustellen: z. B. auf steinigem Boden, wenn eine genaue Planierung der unmittelbaren Umgebung des Instruments nicht möglich ist, wird der Einfluß dieser kleinen Unregelmäßigkeiten sehr abgeschwächt durch Höherstellen der Drehwage oder auch in Sumpfgebieten oder dergl.

Praktisch geht man dabei am bequemsten so vor, daß man die Lage der horizontalen, durch den Fußpunkt des Instruments gehenden Ebene in die Diagramme a und b einträgt und stets relativ zu dieser Linie abzählt. So bedeutet also in den Diagrammen AB die horizontale Erdoberfläche für die Entfernung von 1 bis 10 m (d. h. Längeneinheit = 1 m) bei einer Bezugspunkthöhe von 90 cm (entsprechend der üblichen Höhe bei den Drehwagen der Askaniawerke), $A'B'$ diejenige für die Entfernung von 10 bis 100 m (d. h. Längeneinheit = 10 m); darüber hinaus kann die Bezugspunkthöhe über der Erdoberfläche als unwesentlich vernachlässigt werden. Da nur alle die Felder gezählt werden sollen, welche die Massenunregelmäßigkeiten gegen die normale horizontale Erdoberfläche erfassen, also die Massenüberschüsse und Massendefizite, so folgt, daß die die Massendefizite unter dieser Ebene erfassenden Felder mit umgekehrtem Vorzeichen, also positiv, zu rechnen sind.

In nebenstehender Figur mit eingetragem Höhenprofil sind also die vertikal schraffierten Teile positiv, die horizontal schraffierten negativ zu rechnen.

Mit Hilfe der Diagramme bestimmen wir den Geländeeinfluß in radialer und vertikaler Richtung; die Abhängigkeit vom Azimut ist durch die Formeln (I) bzw. (II) gegeben. Die Winkel ψ rechnen von der positiven x -Achse aus und werden positiv im Uhrzeigersinne gerechnet. Der zu einem

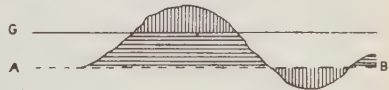


Fig. 2.

*) Entsprechend dem Vorschlag von J. Koenigsberger [Petroleum 20, 723 (1924)] und W. Schweydar (a. a. O. siehe S. 161) wird die Einheit 10^{-9} cgs = 1 E als Eötvös bezeichnet.

Radialschnitt gehörige Winkel ψ_2 ist gleich dem Winkel ψ_1 des folgenden Schnitts. Sind die Strahlen in gleichen Abständen, so kann man setzen, wenn ψ das Azimut des jeweiligen Strahls bedeutet:

$$\psi_2 = \psi + \frac{\alpha}{2},$$

$$\psi_1 = \psi - \frac{\alpha}{2},$$

wobei α den Winkelabstand der Strahlen bedeutet. Man kann das Nivellement je nach dem Gelände gestalten: In Teilen stärkerer Unregelmäßigkeiten kann man die Strahlen und innerhalb dieser die Punkte enger legen, in Teilen geringer Unregelmäßigkeiten kann man sich mit größeren Abständen begnügen.

$$\begin{aligned}
 U_{xz} = -2C \cdot & \left\{ \begin{array}{l} \text{A } \sin 22\frac{1}{2}^0 \{ -a_4 + a_8 + \cos 45^0 (a_1 + a_7 - a_3 - a_5) \} \\ \text{B } \sin 11\frac{1}{4}^0 \left\{ \begin{array}{l} -a_8 + a_{10} + \cos 22\frac{1}{2}^0 (a_1 + a_{15} - a_7 - a_9) \\ + \cos 45^0 (a_2 + a_{14} - a_6 - a_{10}) + \cos 67\frac{1}{2}^0 (a_3 + a_{13} - a_5 - a_{11}) \end{array} \right\} \\ \text{C } \sin 5\frac{3}{8}^0 \left\{ \begin{array}{l} -a_{16} + a_{32} + \cos 11\frac{1}{4}^0 (a_1 + a_{31} - a_{15} - a_{17}) \\ + \cos 22\frac{1}{2}^0 (a_2 + a_{30} - a_{14} - a_{18}) + \cos 33\frac{3}{4}^0 (a_3 + a_{29} - a_{13} - a_{19}) \\ + \cos 45^0 (a_4 + a_{28} - a_{12} - a_{20}) + \cos 67\frac{1}{2}^0 (a_6 + a_{26} - a_{10} - a_{22}) \\ + \cos 56\frac{1}{4}^0 (a_5 + a_{27} - a_{11} - a_{21}) + \cos 78\frac{3}{4}^0 (a_7 + a_{25} - a_9 - a_{23}) \end{array} \right\} \end{array} \right. \\
 \\
 U_{yz} = -2C \cdot & \left\{ \begin{array}{l} \text{A } \sin 22\frac{1}{2}^0 \{ \sin 45^0 (a_1 + a_3 - a_5 - a_7) + a_2 - a_6 \} \\ \text{B } \sin 11\frac{1}{4}^0 \left\{ \begin{array}{l} \sin 22\frac{1}{2}^0 (a_1 + a_7 - a_9 - a_{15}) + \sin 45^0 (a_2 + a_6 - a_{10} - a_{14}) \\ + \sin 67\frac{1}{2}^0 (a_3 + a_5 - a_{11} - a_{13}) + a_4 - a_{12} \end{array} \right\} \\ \text{C } \sin 5\frac{3}{8}^0 \left\{ \begin{array}{l} \sin 11\frac{1}{4}^0 (a_1 + a_{15} - a_{17} - a_{31}) + \sin 22\frac{1}{2}^0 (a_2 + a_{14} - a_{18} - a_{30}) \\ + \sin 33\frac{3}{4}^0 (a_3 + a_{13} - a_{19} - a_{29}) + \sin 45^0 (a_4 + a_{12} - a_{20} - a_{28}) \\ + \sin 56\frac{1}{4}^0 (a_5 + a_{11} - a_{21} - a_{27}) + \sin 67\frac{1}{2}^0 (a_6 + a_{10} - a_{22} - a_{26}) \\ + \sin 78\frac{3}{4}^0 (a_7 + a_9 - a_{23} - a_{25}) + a_8 - a_{24} \end{array} \right\} \end{array} \right. \\
 \\
 U_d = 2C \cdot & \left\{ \begin{array}{l} \text{A } \sin 45^0 \{ b_2 + b_6 - b_4 - b_8 \} \\ \text{B } \sin 22\frac{1}{2}^0 \{ b_4 + b_{12} - b_8 - b_{16} + \cos 45^0 (b_3 + b_5 + b_{11} + b_{13} - b_1 - b_7 - b_9 - b_{15}) \} \\ \text{C } \sin 11\frac{1}{4}^0 \left\{ \begin{array}{l} b_8 + b_{24} - b_{16} - b_{32} \\ + \cos 22\frac{1}{2}^0 (b_7 + b_9 + b_{23} + b_{25} - b_1 - b_{15} - b_{17} - b_{31}) \\ + \cos 45^0 (b_6 + b_{10} + b_{22} + b_{26} - b_2 - b_{14} - b_{18} - b_{20}) \\ + \cos 67\frac{1}{2}^0 (b_5 + b_{11} + b_{21} + b_{27} - b_3 - b_{13} - b_{19} - b_{29}) \end{array} \right\} \end{array} \right. \\
 \\
 U_{xy} = C \cdot & \left\{ \begin{array}{l} \text{A } \sin 45^0 \{ b_1 + b_5 - b_3 - b_7 \} \\ \text{B } \sin 22\frac{1}{2}^0 \{ \sin 45^0 (b_1 + b_3 + b_9 + b_{11} - b_5 - b_7 - b_{13} - b_{15}) + b_2 + b_{10} - b_6 - b_{14} \} \\ \text{C } \sin 11\frac{1}{4}^0 \left\{ \begin{array}{l} \sin 22\frac{1}{2}^0 (b_1 + b_7 + b_{17} + b_{23} - b_9 - b_{15} - b_{25} - b_{31}) \\ + \sin 45^0 (b_2 + b_6 + b_{18} + b_{22} - b_{10} - b_{14} - b_{26} - b_{30}) \\ + \sin 67\frac{1}{2}^0 (b_3 + b_5 + b_{19} + b_{21} - b_{11} - b_{13} - b_{27} - b_{29}) \\ + b_4 + b_{20} - b_{12} - b_{38} \end{array} \right\} \end{array} \right.
 \end{aligned}$$

Da man in der Praxis — falls nicht eine besondere Geländeunebenheit (z. B. Bach, einzelner Hügel oder dergl.) vorhanden ist — meistens ein gleichmäßiges Strahlennivellement vorzieht, so läßt sich in diesem Falle die Be-

rechnung, wenn die einzelnen Schnitte nach den Diagrammen a und b ausgezählt sind, noch weiter vereinfachen, indem man die einzelnen Azimute zusammenfaßt:

Der Nullstrahl falle mit der positiven x -Achse zusammen, die anderen Strahlen in gleichmäßigen Winkelabständen, gezählt im Uhrzeigersinne. Wir unterscheiden dabei drei Stufen der Genauigkeit:

A	8-Strahlennivellement,	Winkelabstand $\alpha = 45^\circ$,
B	16-	" " " $\alpha = 22\frac{1}{2}^\circ$,
C	32-	" " " $\alpha = 11\frac{1}{4}^\circ$.

In ebenem Gelände wird in vielen Fällen ein 8-Strahlennivellement genügen, ebenfalls eine Berücksichtigung des Geländes bis etwa 30 bis 50 m; ist das Gelände stärker unregelmäßig, so gibt ein 16-Strahlennivellement, ebenfalls die Berücksichtigung des Geländes bis zu einer größeren Entfernung, die je nach dem Einzelfall verschieden ist, eine größere Genauigkeit; in stark hügeligem bzw. gebirgigem Gelände kann die Genauigkeit durch Anwendung des 32-Strahlennivellements noch weiter gesteigert werden.

Es bedeuten $a_1 \dots a_8$ bzw. $b_1 \dots b_8$ die Auszählungen der einzelnen Strahlen nach den Diagrammen a und b bei einem 8-Strahlennivellement, $a_1 \dots a_{16}$ bzw. $b_1 \dots b_{16}$ und $a_1 \dots a_{32}$ bzw. $b_1 \dots b_{32}$ diejenigen bei einem 16- bzw. 32-Strahlennivellement. Dann erhalten wir für die drei verschiedenen Strahlennivellements A, B und C nach den Gleichungen (I) und (II), indem wir die einzelnen Strahlen zusammenfassen und die numerischen Werte für C und die Winkel einsetzen, die in nebenstehender Tabelle zusammengestellten Ausdrücke.

Um zu prüfen, welchem Einfluß ein Feld in den Diagrammen a und b auf die horizontalen Schwerkraftsgradienten bzw. auf die Krümmungsgrößen in Eötvös-Einheiten entspricht, betrachten wir den Nullstrahl in den drei Strahlennivellements A, B und C. Nach den Gleichungen (I) und (II) ergibt sich dann:

	A	B	C
$U_{xx} \dots \dots \dots$	0.44	0.224	0.106
$U_{yz} \dots \dots \dots$	0	0	0
$U_{\Delta} \dots \dots \dots$	0.406	0.22	0.112
$U_{xy} \dots \dots \dots$	0	0	0

Daraus folgt, daß es beim Abzählen genügt, wenn man die ganzen Felder zählt und die Teilfelder schätzt; es lassen sich natürlich auch ohne weiteres Diagramme mit kleineren Feldern zeichnen, welches für sehr genaue Messungen in ebenen Untersuchungsgebieten zu empfehlen ist. Erforderlich ist es besonders für die Gradienten, weil die Teilung der Felder bei kleinen Erhebungen nicht proportional dem Erhebungswinkel ist.

Bei einem 16-Strahlennivellement kann man auch auf folgende Weise vorgehen:

Man nimmt zunächst die Strahlen mit den geraden Zahlen (0, 2, 4 ...) heraus und berechnet, indem man die anderen Strahlen vernachlässigt, die

Geländekorrektion dieses 8-Strahlennivellements nach den unter A gegebenen Formeln. Sodann führt man dieselbe Berechnung durch mit den Strahlen, die ungerade beziffert sind (1, 3 ...), indem man jetzt die anderen Strahlen vernachlässigt und für diese Berechnung den Nullstrahl (d. h. die positive x' -Achse) mit dem Strahle 1 zusammenfallen läßt. Die Werte U'_{xz} , U'_{yz} , U'_d und U'_{xy} , die wir hierbei erhalten, müssen dann noch auf das ursprüngliche Koordinatensystem xyz transformiert werden; da der Winkel zwischen den beiden Koordinatensystemen $22\frac{1}{2}^\circ$ beträgt, ist die Transformationsgleichung:

$$\begin{aligned}U_{xz} &= 0.924 U'_{xz} - 0.383 U'_{yz}, \\U_{yz} &= 0.924 U'_{yz} + 0.383 U'_{xz}, \\U_d &= 0.707 U'_d + 1.414 U'_{xy}, \\U_{xy} &= 0.707 U'_{xy} - 0.354 U'_d.\end{aligned}$$

Die beiden Berechnungen der Geländewirkung ergeben naturgemäß etwas verschiedene Werte, da sie sich auf zwei voneinander unabhängige 8-Strahlennivellements gründen. Der wahrscheinlichste Wert ist das Mittel aus diesen beiden und muß ungefähr mit der Berechnung der Geländewirkung auf Grund des 16-Strahlennivellements nach Formel B übereinstimmen. Das obige Verfahren hat aber den Vorzug, daß die Differenz aus dem Ergebnis der beiden Berechnungen auf Grund der beiden gegeneinander verschobenen, voneinander unabhängigen 8-Strahlennivellements ein Maß ergibt für die Sicherheit, mit welcher die Geländewirkung erfaßt ist.

Ganz entsprechend kann man ein 32-Strahlennivellement, — welches praktisch nur in seltenen Ausnahmefällen Anwendung findet —, zerlegen in zwei unabhängige, gegeneinander verschobene (um $11\frac{1}{4}^\circ$) 16-Strahlennivellements oder in vier voneinander unabhängige, gegeneinander verschobene (um $11\frac{1}{4}^\circ$, $22\frac{1}{2}^\circ$ und $33\frac{3}{4}^\circ$) 8-Strahlennivellements. In letzterem Falle hat man das Mittel aus den vier Berechnungen zu bilden. Die Transformationsgleichungen bei einer Drehung um $11\frac{1}{4}^\circ$ sind:

$$\begin{aligned}U_{xz} &= 0.981 U'_{xz} - 0.195 U'_{yz}, \\U_{yz} &= 0.195 U'_{xz} + 0.981 U'_{yz}, \\U_d &= 0.766 U'_{xy} + 0.924 U'_d, \\U_{xy} &= 0.924 U'_{xy} - 0.191 U'_d,\end{aligned}$$

bei einer Drehung um $33\frac{3}{4}^\circ$:

$$\begin{aligned}U_{xz} &= 0.831 U'_{xz} - 0.555 U'_{yz}, \\U_{yz} &= 0.555 U'_{xz} + 0.831 U'_{yz}, \\U_d &= 1.848 U'_{xy} + 0.383 U'_d, \\U_{xy} &= 0.383 U'_{xy} - 0.462 U'_d.\end{aligned}$$

Die Höhen werden dem Gebrauche von Eötvös folgend bis 100 m Abstand vom Meßpunkt durch Nivellements bestimmt, darüber hinaus entnimmt man

die Höhen aus den Karten mit Höhenschichtenlinien des Gebiets (z. B. Meßtischblätter 1 : 25 000). Die Wirkung der Massen bis 100 m wird nach Eötvös als topographische, der Massen in größerer Entfernung als kartographische Wirkung bezeichnet. Die Diagramme a und b sind nach S. 166 für alle Entfernungen zu gebrauchen.

Wir haben die Dichte σ des Erdbodens als überall gleich angenommen. Recht oft wird es in Wirklichkeit aber nicht der Fall sein, z. B. wenn eine Gesteinsschicht von einer dünnen Humusschicht, deren Dichte bedeutend kleiner ist, überdeckt wird. In solchem Falle kann der Einfluß der Dichteunterschiede in der Umgebung der Station schon sehr erheblich sein, so daß man bei der Berechnung der Geländewirkung unbedingt darauf Rücksicht nehmen muß. Durch einfaches Einschlagen von dünnen Stangen in den Erdboden, indem man das Aufstoßen auf die zweite Schicht an der plötzlichen Veränderung des Widerstandes, den man beim Schlagen empfindet, oder an der plötzlichen Änderung des Schlagklanges wahrnimmt (oder auch mittels Handbohrer), läßt sich diese zweite Schicht durch ein Nivellement in der Umgebung des Stationspunktes mit aufnehmen. Es braucht naturgemäß nur bis zu einer Entfernung von etwa 15 bis 20 m durchgeführt zu werden. Bei den größeren Entfernungen kann man annehmen, daß die zweite Schicht der ersten konform ist, und da ferner die erste Schicht gegenüber der zweiten als sehr dünn betrachtet werden kann, setzt man von da an die Dichte der zweiten Schicht ein. Die Berechnung der Geländewirkung geschieht in solchem Falle mit Hilfe der Diagramme a und b in der Weise, daß für die obere Deckschicht die Dichte σ_0 , für die zweite Gesteinsschicht die Dichte σ eingesetzt wird.

Die Genauigkeit, mit welcher die Geländewirkung erfaßt wird, hängt im wesentlichen von zwei Umständen ab: 1. von der Genauigkeit, mit welcher die Form des Geländes durch das Nivellement erfaßt wird; 2. von der Genauigkeit, mit welcher die Dichte des Erdbodens mit seinen Inhomogenitäten ermittelt wird. Ein dritter Punkt, das ist die Genauigkeit der Berechnung, ist unwesentlich, da die Integrationen und die Berechnung der Diagramme a und b mathematisch streng erfolgt sind, also an Sicherheit die ersten beiden Punkte weit übertrifft. Aus den Diagrammen a und b kann man mit Hilfe der Tabelle (S. 170) erkennen, bis zu welcher Genauigkeit die Geländehöhe in den einzelnen Entfernungen etwa gemessen werden muß, um die Geländewirkung hinreichend genau zu erfassen. Es werde gefragt: Wie groß muß in den einzelnen Entfernungen die Geländehöhe über der durch den Fußpunkt des Instruments gehenden horizontalen Erdoberfläche sein, um bei der Breite eines Sektors beim 8-Strahlennivellement und einer Tiefe $r_2 - r_1 = 0.108 \cdot r_1$ noch einen maximalen Einfluß von 0.1 E hervorzurufen?

Die Berechnung mit Hilfe der Diagramme ist sehr einfach: Nach Tabelle (S. 171) entspricht ein Feld in U_{xz} und U_d etwa einem Einfluß von 0.4 E bei einem 8-Strahlennivellement. Wir brauchen dann in den Diagrammen nur zu

sehen, welcher Geländehöhe in den einzelnen Entfernungen etwa $\frac{1}{4}$ Feld entspricht. Es ergibt sich etwa:

Ent- fernung r m	Geländehöhe		Ent- fernung r m	Geländehöhe	
	für Gradienten m	für Krüm- mungsgrößen m		für Gradienten m	für Krüm- mungsgrößen m
1	0.03	0.04	300	42	3
2	0.03	0.04	700	98	7
5	0.15	0.06	1300	182	13
10	0.75	0.10	2000	280	20
25	3	0.25	5000	700	50
60	8.7	0.60	10000	1400	100
100	14	1.0			

Die Zahlen zeigen, daß die Berücksichtigung des Geländes nur ungefähr soweit zu erfolgen braucht, als die Höhenunterschiede gegen den Stationsfußpunkt die angegebenen Werte übersteigen. Dabei ist zu beachten, daß man die Geländehöhen für die Krümmungsgrößen, wenn man dieselbe Genauigkeit in der Berechnung erzielen will wie für die Gradienten, etwa achtfach so genau messen muß. Die Ungleichheiten des Terrains gehen — wie es sich aus den Formeln (S. 164) schon direkt ergibt — in viel stärkerem Maße in die Krümmungsgrößen ein als in die Gradienten. Deswegen ist auch, besonders in hügeligem Gelände, die Unsicherheit, welche wegen der Geländewirkung den Krümmungsgrößen anhaftet, sehr viel größer; und bei der Deutung der erhaltenen Meßergebnisse der Drehwage durch die subterraneanen Störungsmassen muß man, besonders in hügeligem Gelände, den Gradienten ein viel größeres Gewicht beimessen als den Krümmungsgrößen, außer in ganz flachen gleichmäßigen Ebenen*).

Der größte Anteil an der Unsicherheit, welche der Berechnung der Geländewirkung auf die Drehwage anhaftet, kommt der nächsten Umgebung der Drehwage zu, der nach Koenigsberger als Platzanteil bezeichnet werden kann. Man muß das Terrain meistens eben machen (bis zu mindestens 1 m Entfernung, etwaige Buckel und Vertiefungen beseitigt man am besten bis etwa 5 m Entfernung). Dabei verfährt man meistens so, daß Erde von den zu hohen Stellen weggenommen und an den zu niedrigen Stellen aufgeschüttet wird; danach wird der Boden etwas eben gestampft. Beim Einstampfen muß man vorsichtig verfahren, da leicht Dichteunterschiede entstehen, welche je nach der Bodenart und der Feuchtigkeit nach Koenigsberger**) bis zu 0.1 E des spezifischen Gewichts betragen kann. Das Terrain sieht dann zwar eben aus,

*) Bei den Schlußfolgerungen ist ebenfalls nicht außer Acht zu lassen, daß auch die entfernter liegenden subterranean Dichteunregelmäßigkeiten die Krümmungsgrößen weit mehr beeinflussen als die Gradienten; die letzteren sind also stets viel besser geeignet, die einzelnen Einflüsse, aus denen sich die Messungswerte zusammensetzen, zu analysieren, — ein Umstand, der für die Praxis sehr betont werden muß.

**) J. Koenigsberger: Über die heute mit der Drehwage von Eötvös bei Feldmessungen erreichbare Genauigkeit und über den Einfluß der geologischen Beschaffenheit des Terrains hierauf. Zeitschr. f. prakt. Geologie 33, Heft 11, 169—184 (1925).

hat aber nicht sichtbare Inhomogenitäten. Manches Terrain, wie z. B. Waldboden, läßt sich der Wurzeln usw. wegen überhaupt nicht einebnen. Die nach dem Einebnen noch vorhandene kleine Bodenneigung bestimmt man mit Setzplatte und einer mit Winkelteilung versehenen Wasserwage, wobei man die Latten in 0.5 bis 1 m Abständen parallel zur Ebene des magnetischen Meridians und senkrecht dazu auflegt. Als hinreichend eingeebnet gilt der Boden, wenn die Neigung der Latten innerhalb von 0.2° ist. Eine solche Ungenauigkeit hat eine Unsicherheit von ungefähr etwas weniger als 1 Einheiten in der Messung zur Folge. Eine weitere Schwierigkeit liegt in der Bestimmung des in die Geländekorrektur einzusetzenden Dichtewertes, den Eötvös zu 1.8 annimmt. Die Humusdecke an Stationen auf landwirtschaftlich bearbeitetem Boden hat meistens eine geringere Dichte; der darunter liegende Sand ist dichter, so daß hier eine Berechnung nach S. 173 am Platze ist. Die Inhomogenität des Terrains ist in den meisten Fällen der am wenigsten zu eliminierende Fehler bei der Bestimmung der Geländekorrektur. Am günstigsten ist nach Koenigsberger gleichmäßiges Alluvialterrain wie z. B. die ungarische Tiefebene; bei schmalen Alluvialgebieten können schon lokale Inhomogenitäten vorkommen. Dagegen ist Diluvium in seiner ganzen Ausdehnung ungünstiger, wenn es sich um genauere Messungen handelt, und zwar um so mehr, je gröber das Moränenmaterial war. Nur durch Höherstellen der Drehwage kann man die rechnerisch nicht genauer zu erfassende Platzwirkung auf die Drehwage verkleinern. Die Genauigkeit, mit welcher die Geländewirkung erfaßt wird, beträgt in ebenen Gebieten nach Koenigsberger ± 1 bis 2 Einheiten; in mehr kuppertem Gelände ist diese Unsicherheit größer und zwar in weit stärkerem Maße für die Krümmungsgrößen; bei stark unregelmäßigem Gelände ist die Unsicherheit wohl bis auf das Zehnfache zu veranschlagen.

Die Frage, wie die Geländeunebenheiten, d. h. also die topographischen Massen, auf die zweiten Differentialquotienten des Schwerepotentials wirken, ist im Grunde genommen identisch mit der Frage nach dem Einfluß der unterirdischen Massenungleichheiten. In der Form der Lösung unterscheiden diese beiden Probleme sich bedeutend; doch lassen sich die meisten graphischen Methoden auf beide anwenden. Denken wir uns z. B. eine beliebig gestaltete subterrane Massenstörung, sei es ein Massenüberschuß oder ein Massendefizit, von welcher Form und Dichteunterschied bekannt ist, so läßt sich ihre Wirkung auf die Messungen der Drehwage sehr einfach mit Hilfe der Diagramme feststellen: Man legt radial vom Stationspunkt aus vertikale Schnitte derart, daß der zu untersuchende Körper in einzelne Sektorenabschnitte zerlegt wird. In diesen einzelnen Schnitten zählt man in der angegebenen Weise mittels der Diagramme a und b aus und findet dann die Wirkung der einzelnen Sektorenabschnitte nach Gleichung (I) bzw. (II), S. 166. Wie dicht die einzelnen Schnitte zu legen sind, richtet sich nach der Form des Körpers und der beanspruchten Genauigkeit der Berechnung; im allgemeinen dürfte ein azimuthaler Abstand von $11\frac{1}{4}^\circ$ — entsprechend einem 32-Strahlennivellement — genügen.

In diesem Falle erfolgt die Zusammenfassung der einzelnen Sektoren nach Gleichung C (S. 170), wobei für die Schnitte, welche den Körper nicht mehr treffen, die Ausdrücke eben gleich Null einzusetzen sind. Solche Reduktionen

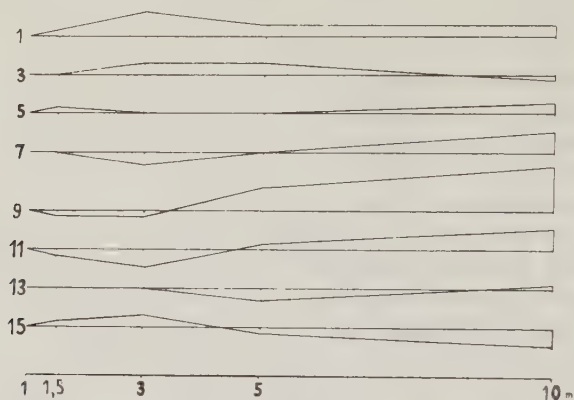


Fig. 3.

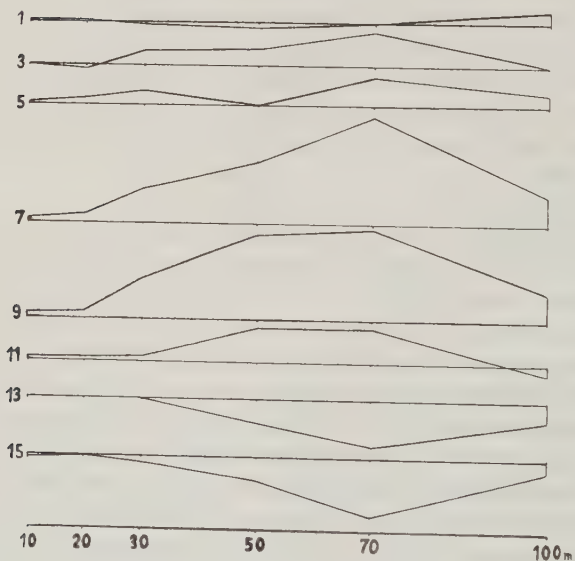


Fig. 4.

kommen außer bei der Interpretation der Übertagemessungen in erster Linie in Frage bei Untertagemessungen.

Beispiel für die Berechnung der Geländewirkung: Um ein ausführlicheres Beispiel einer sehr großen Geländewirkung zu behandeln, betrachten

wir eine Drehwagestation in stark hügeligem Gelände (bis zu 15 m Erhebung in 50 m Entfernung). Bis zu 1 m Entfernung vom Fußpunkt des Instruments ist der Boden sehr genau planiert; von da an ist ein 16-Strahlennivellement ausgeführt bis zu 100 m Entfernung. Die Dichte des Erdbodens sei gleichmäßig gleich 1.8. Die gemessenen Höhen-differenzen gegen die horizontale Ebene durch den Fußpunkt des Instruments betragen:

Die Berechnung der Geländewirkung werde entsprechend der Beschreibung (S. 172) dreifach durchgeführt:

1. 8-Strahlennivell. bei Berücksicht. der ungerade beziff. Strahlen,
2. 8- " " " gerade " "
3. 16- " " " aller Strahlen.

Nr.	Azimuth	1.5	3	5	10	20	30	50	70	100
1	221 ¹ / ₂	+0.1	+0.4	+0.2	+0.2	+0.3	-0.5	-1	0	+2
2	45	+0.1	+0.25	+0.2	0	-0.3	+1.5	+1	+3	+1.5
3	67 ¹ / ₂	0	+0.2	+0.2	-0.1	-0.8	+2.5	+3	+6	0
4	90	0	+0.1	+0.1	0	0	+2.0	+1	+6	+1
5	112 ¹ / ₂	+0.1	0	0	+0.2	+1.0	+2.3	0	+5	+2
6	135	0	-0.1	-0.1	+0.3	+0.8	+1.8	+6	+12	+3
7	157 ¹ / ₂	0	-0.22	0	+0.4	+1.5	+6	+11	+19	+5
8	180	-0.1	-0.2	+0.2	+0.6	+1.6	+5	+14	+18	+6
9	202 ¹ / ₂	-0.1	-0.1	+0.4	+0.8	+1.2	+7	+15	+16	+5
10	225	0	-0.25	+0.3	+0.6	+2.0	+6	+13	+13	+1
11	247 ¹ / ₂	-0.1	-0.3	+0.1	+0.4	+0.4	+1	+6	+6	-2
12	270	-0.1	-0.15	0	+0.2	+0.2	0	+1	+0.5	-2
13	292 ¹ / ₂	0	0	0	-0.2	+0.1	0	0	-4	-8
14	315	+0.1	+0.1	-0.1	-0.1	0	-0.5	-6	-11	-3
15	337 ¹ / ₂	+0.1	+0.2	-0.1	-0.3	+0.2	-1	-4	-10	-2
16	360	0	+0.3	+0.1	0	-0.8	-1.2	-4	-6	0

$$\begin{aligned} a_1 + a_2 &= a, \\ b_1 + b_2 &= b. \end{aligned}$$

Die Ausführung der Berechnung geschieht am praktischsten in folgender Weise: Die gemessenen Höhen auf den einzelnen Strahlen werden auf Millimeterpapier aufgetragen und zwar:

- a) von 1 bis 10 m im Maßstab d. Diagramme, 1 m = 1 Längeneinh.,
 - b) " 10 " 100 " " " " " 10 " = 1 " ,
- z. B. ergibt sich für das erste 8-Strahlennivellement (ungerade bezifferte Strahlen):

Die Auszählung mit Hilfe der Diagramme erfolgt in der Weise, daß man die Linien AB bzw. $A'B'$ der auf durchsichtigem Papier aufgezeichneten Diagramme mit der Basislinie der Höhenprofile zur Deckung bringt und ent-

a_1	a_2	a	b_1	b_2	b
-19.5	0	-19.5	-40	0	-40
-8	+1	0	-17	-28.5	-6 -34.5
-3	0	-3	-7	+9.5	-6
-4.5	0	-4.5	-7.5	-8	+1 -6
+1.5	+12.5	+4	+3	-15.5	-15.5
+6.5	+8	+19	+5.5	+17	+20
+1.5	+15	+23	+2	+57.5	+63
+4.5	+18	+19.5	-10	+66.5	+67
+14	0	+16.5	-5	+58	+53
+8	+3	+14	+12.5	+4	+16.5
+3	+3	+8	+11	-3	+8
-8	+5	+6	+5	+25	+30
-8.5	+4	+3	-6	+36	+30
-11.5	+3	-8.5	+9.5	+33	+23.5
			-18	+18	0

massen gebildet wird, zwischen 10^6 bis $10^{11} \Omega \cdot \text{cm}$ schwanken mag*). Diese Verschiedenheit der Leitfähigkeit ist von erheblicher Bedeutung für sämtliche Methoden der geoelektrischen Bodenerforschung, insbesondere aber für diejenigen, bei denen Elektroden zur Erzeugung eines künstlichen Potentialflächenbildes verwandt werden. Die Störungen eines solchen Bildes, die durch Einlagerungen abweichender Leitfähigkeit im bergfeuchten Untergrund hervorgerufen werden, werden naturgemäß durch jede darüber befindliche besser leitende Schicht verwischt und sind in vielen Fällen an der Oberfläche überhaupt nicht mehr merkbar. Es fragt sich, wie groß und welcher Art die Wirkung einer solchen Schicht sein kann, und wie weit man ihr Beachtung zu schenken hat. Die genaue Berechnung der Potentialverteilung unter Berücksichtigung einer besser leitenden Schicht an der Oberfläche wird jedenfalls, wie auch die geologischen Verhältnisse liegen mögen, nicht nur für die Potentiallinienverfahren, sondern auch für die Praxis der Rahmenmethoden zu wertvollen Schlußfolgerungen führen.

Für die mathematische Behandlung des Problems stellen wir uns folgende vereinfachte Aufgabe: Zwei homogene, isotrope unbegrenzte Medien verschiedener Leitfähigkeit seien durch eine Ebene voneinander getrennt. Sie werden von einem stationären Strome in einer bestimmten Richtung parallel zur Trennungsebene durchströmt. Die Stromdichte sei zunächst in jedem Medium homogen**). In das eine Medium werde nun ein Körper dritter Leitfähigkeit hineingebracht. Wie gestaltet sich dann die Potentialverteilung? In welcher Weise wird das vorher bekannte Potentialflächenbild hierdurch verändert? Mit Rücksicht auf die geringe Anzahl der Fälle, in denen die Potentialverteilung auf verhältnismäßig elementarem Wege gewonnen werden kann, sind Lösungen in Gestalt einfacher Ausdrücke, wie wir sie im folgenden für einige Beispiele geben werden, über das Gebiet der angewandten Geophysik hinaus von Interesse.

Es sei zunächst der Fall einer Kugel behandelt. Wir legen ein Koordinatensystem so in ihren Mittelpunkt, daß die x -Achse mit der Stromrichtung zusammenfällt, und die y -Achse senkrecht durch die Trennungsebene hindurchgeht (Fig. 1). Der Radius der Kugel sei a , der Abstand ihres Mittelpunktes von der Trennungsebene h . Die Leitfähigkeiten seien σ_1 , σ_2 und σ_4 , wobei sich der Index 1 auf das Medium, in dem der Störungskörper eingebettet ist, der Index 2 auf diesen selbst und der Index 4 auf das ungestörte Medium beziehen***). Die Verhältnisse in den beiden Medien vor Hineinbringen des Störungskörpers werden durch den Index 0 gekennzeichnet. r_1 sei die Entfernung eines Auf-

*) H. Hlauschek: Geologische Grundlagen der geoelektrischen Erdölsuche. Zeitschr. f. prakt. Geologie 85, 22—27 (1927).

**) Über die Zweckmäßigkeit dieser Idealisierung vgl. J. N. Hummel: Untersuchung der Potentialverteilung für einen speziellen Fall im Hinblick auf geoelektrische Potentiallinienverfahren. Zeitschr. f. Geophys. 4, 68 (1928).

***) Die Bezeichnungen sind denjenigen angepaßt, die wir in der erwähnten früheren Arbeit gewählt hatten.

punktes vom Kugelmittelpunkt, r_2 diejenige vom Spiegelpunkt des Kugelmittelpunktes an der Trennungsebene, das ist die Entfernung des Aufpunktes von dem Punkte mit den Koordinaten $y = 2h$, $x = 0$ und $z = 0$. Ehe wir nun die Gleichungen für die Potentiale aufstellen, sei noch eine zweckmäßige Vereinfachung des Problems vorgenommen.

Befindet sich die Kugel im allseits unbegrenzten homogenen Medium, so kann man das Potential des Außenraumes dadurch erhalten, daß man sie sich durch einen in ihrem Mittelpunkt befindlichen Dipol ersetzt denkt, dessen Achse in der Stromrichtung liegt, und dessen Moment

$$M = -\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot a^3 \cdot \frac{i_{01}}{r_{01}}$$

ist*). Die Entstehung des Stromfeldes auf Grund dieser Auffassung ist für eine nichtleitende Kugel durch F. Weinig dargestellt**). Falls das Potential

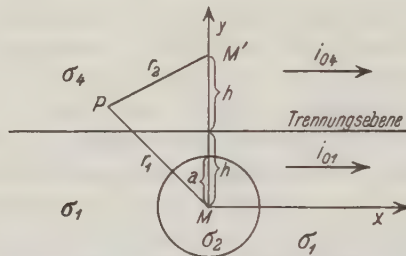


Fig. 1.

im Innern der Kugel nicht interessiert, kann man sie sich auch bei zwei Medien durch einen entsprechenden Dipol ersetzt denken. Es sind dann nur noch zwei Potentiale zu bestimmen, die den folgenden Bedingungen zu genügen haben. Sie müssen

1. im ganzen Raume stetig sein und die beiden Gleichungen

$$\Delta \varphi_1 \equiv \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial z^2} = 0, \quad \Delta \varphi_2 \equiv \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial z^2} = 0$$

erfüllen;

2. am Orte des Dipols der Gleichung $\lim_{r_1=0} \varphi_1 = M \frac{a^3}{r_1^3}$ genügen und im übrigen Raume überall endlich sein;

*) Vgl. hierzu J. N. Hummel: Über die Tiefenwirkung bei Potentiallinienverfahren. Zeitschr. f. Geophys. 4, 22—27 (1928) und F. Weinig: Über schnell konvergierende graphische Lösungen an Strömungsproblemen. Zeitschr. f. techn. Physik 1928, S. 39—43.

**) Eine Abbildung ist in der in voriger Anm. zitierten Arbeit von F. Weinig enthalten.

3. im Unendlichen, d. h. für $r_1 = \infty$ und $r_2 = \infty$, mit dem Potential des ungestörten Feldes übereinstimmen;
4. für $y = h$ die Gleichungen $\varphi_1 = \varphi_4$ und $\sigma_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial y} = \sigma_4 \frac{\partial \varphi_4}{\partial y}$ erfüllen.

Von Kontaktspannungen an der Trennungsebene können wir absehen. Dann lassen sich für die beiden Potentialfunktionen versuchsweise die Ansätze

$$\varphi_1 = A_1 x + B_1 \frac{x}{r_1^3} + C_1 \frac{x}{r_2^3}, \quad \varphi_4 = A_4 x + B_4 \frac{x}{r_1^3} + C_4 \frac{x}{r_2^3}$$

machen, die der ersten Bedingung genügen, und in denen $A_1, B_1, C_1, A_4, B_4, C_4$ Konstante bedeuten, deren Werte sich aus den übrigen Bedingungen ergeben. Von ihnen ergibt sich C_4 aus der zweiten Bedingung unter Berücksichtigung der Quellenanordnung zu 0. B_1 ergibt sich aus derselben Bedingung zu

$$M = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot a^3 \cdot A_1. \quad \text{Aus der dritten Bedingung folgt}$$

$$\varphi_{01} = \varphi_{04} = -\frac{i_{01}}{\sigma_1} = -\frac{i_{04}}{\sigma_4}.$$

Die Grenzbedingungen endlich ergeben die Beziehungen

$$B_4 = B_1 + C_1 \quad \text{und} \quad C_1 = \frac{\sigma_1 - \sigma_4}{\sigma_1 + \sigma_4} B_1.$$

Durch Einsetzen dieser Werte nehmen die Ausdrücke für die Potentiale das folgende Aussehen an. Es ist für

$$y \leq h: \quad \varphi_1 = A_1 x + A_1 \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{a^3}{r_1^3} x + A_1 \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{\sigma_1 - \sigma_4}{\sigma_1 + \sigma_4} \cdot \frac{a^3}{r_2^3} x,$$

$$y \geq h: \quad \varphi_4 = A_1 x + A_1 \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{a^3}{r_1^3} x + A_1 \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{\sigma_1 - \sigma_4}{\sigma_1 + \sigma_4} \cdot \frac{a^3}{r_1^3} x$$

oder nach einer kleinen Umformung für

$$y \leq h: \quad \varphi_1 = A_1 \left[1 + \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot a^3 \left(\frac{1}{r_1^3} + \frac{\sigma_1 - \sigma_4}{\sigma_1 + \sigma_4} \cdot \frac{1}{r_2^3} \right) \right] x,$$

$$y \geq h: \quad \varphi_4 = A_1 \left(1 + \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{2\sigma_1}{\sigma_1 + \sigma_4} \cdot \frac{a^3}{r_1^3} \right) x.$$

Diese Gleichungen gestatten eine anschauliche physikalische Deutung. Man kann sich das Potential in jedem Medium aus drei bzw. zwei Potentialen additiv zusammengesetzt denken, von denen jedes einzelne einem einfachen Bildungsgesetz gehorcht. Das Potential im Medium 1 setzt sich zusammen aus dem Potential, das man erhalten würde, wenn die Kugel im allseits unbegrenzten homogenen Medium mit der Leitfähigkeit σ_1 eingebettet wäre, und aus einem Zusatzpotential, das von dem Spiegelbild der Kugel herrühren würde, wenn dieses sich im allseits unbegrenzten homogenen Medium befinden und durch

einen Dipol mit dem Moment $M = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{\sigma_1 - \sigma_4}{\sigma_1 + \sigma_4} \cdot a^3 \cdot A_1$ ersetzt werden würde. Das Potential im ungestörten Medium 4 ist einem solchen gleich, das man erhalten würde, wenn die Kugel im allseits unbegrenzten homogenen Medium eingebettet wäre, und der sie ersetzende Dipol das Moment $M' = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{2\sigma_1}{\sigma_1 + \sigma_4} \cdot a^3 \cdot A_1$ besitzen würde.

Durch ganz analoge Betrachtungen erhält man für den unendlich langen Kreiszylinder, der mit seiner Längsachse parallel der Trennungsebene und senkrecht im Stromfeld liegt, die entsprechenden Gleichungen

$$\varphi_1 = A_1 \left[1 + k \cdot a^2 \left(\frac{1}{r_1^2} + \frac{k''}{r_2^2} \right) \right] x, \quad \varphi_4 = A_1 \left[1 + k(1 + k'') \frac{a^2}{r_1^2} \right] x,$$

wenn zur Abkürzung $\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} = k$ und $\frac{\sigma_1 - \sigma_4}{\sigma_1 + \sigma_4} = k''$ gesetzt sind. Eine anschauliche Deutung dieser Potentiale ist in der gleichen Weise möglich. Die Potentialverteilung im Medium 4 ergibt sich, wenn man dem Dipol das Moment $M = k(1 + k'')a^2 \cdot A_1$ erteilt und ihn sich im allseits unbegrenzten homogenen Medium eingebettet denkt. Das Potential im Medium 1 erhält man in der gleichen Weise wie bei der Kugel, nur daß in diesem Falle dem Spiegelbild des Dipols das Moment $M' = k \cdot k'' \cdot a^2 \cdot A_1$ zu geben ist. Man kann dasselbe Zusatzpotential auch noch auf einem anderen Wege erhalten, nämlich dadurch, daß man dem Spiegelbild der Kugel eine passend gewählte fiktive Leitfähigkeit σ' erteilt, und es sich im allseits unbegrenzten homogenen Medium mit der Leitfähigkeit σ_4 eingebettet denkt. Hierbei ist dem Verhältnis dieser fiktiven Leitfähigkeit zu der des umgebenden Mediums der Wert

$$\frac{\sigma'}{\sigma_4} = \frac{\sigma_1(\sigma_2 + \sigma_4)}{\sigma_1^2 + \sigma_2 \cdot \sigma_4}$$

zu geben. Die Richtigkeit dieser Vorstellung kann an ein einigen Spezialfällen, in denen die Potentialverteilung bekannt ist, leicht geprüft werden. Ist z. B. $\sigma_4 = \sigma_1$,

so muß $\frac{\sigma'}{\sigma_4} = 1$ gesetzt werden, um die richtige Potentialverteilung zu erhalten.

Ist σ_4 sehr groß, so muß offenbar $\frac{\sigma'}{\sigma_4} = \frac{\sigma_1}{\sigma_2}$ sein, und falls $\sigma_4 = 0$ ist, werden die Indikationen an der Grenzebene doppelt so groß, was sich dadurch erreichen läßt, daß man $\frac{\sigma'}{\sigma_4} = \frac{\sigma_2}{\sigma_1}$ setzt. Der obige Wert für das Verhältnis

$\frac{\sigma'}{\sigma_4}$ leistet in jedem der drei Fälle das Geforderte.

Die angegebenen Lösungen für die Potentialverteilung in den beiden Medien gelten exakt, wenn die Störungskörper tatsächlich von Dipolen gebildet werden. Für die Kugel bzw. den Zylinder sind sie nicht mehr streng, geben indessen

für $r_1 > a$ praktisch die Verhältnisse recht gut wieder, und zwar um so besser, je kleiner der Bruch $\frac{a}{h}$ ist. Die Ungenauigkeiten sind in der Nachbarschaft der Dipole am größten und verringern sich mit wachsendem r_1 . In dem Sonderfalle $\sigma_4 = \sigma_1$ gelten die entwickelten Formeln exakt. Dieser in zwei früheren Arbeiten behandelte Fall, in dem die Störungskörper im allseits unbegrenzten homogenen Medium eingebettet sind, ist natürlich in den hier gemachten allgemeineren Ansätzen mitenthalten*).

Die Kurven gleichen Potentials lassen sich in jeder die Zylinderachse senkrecht schneidenden Ebene durch die beiden Gleichungen

$$x^3 - x_0 x^2 + [y^2 + k(1 + k'')a^2]x = x_0 y^2, \quad x \left\{ 1 + a^2 k \left[\frac{1}{x^2 + y^2} + \frac{k''}{x^2 + (y - 2h)^2} \right] \right\} = x_0$$

darstellen. Schreibt man die erste von ihnen, die sich auf das ungestörte Medium 4 bezieht, in der Form $x_0 - x \equiv \Delta x = k(1 + k'') \frac{a^2}{r_1^2} x$, so besitzt man einen Ausdruck für die Größe der Ausbuchtungen der Potentiallinien, die auf den Störungskörper zurückzuführen sind. Für die entsprechenden Ausbuchtungen, die man erhält, wenn der Zylinder im allseits unbegrenzten homogenen Medium eingebettet ist, hatten wir die Gleichung

$$X_0 - X \equiv \Delta X = k \frac{a^2}{R_1^2} X$$

gewonnen**), in der hier zur Unterscheidung die großen Buchstaben X und R_1 statt x und r eingeführt sind. Vergleicht man beide Ausdrücke miteinander, so ergibt sich die Beziehung

$$\frac{\Delta X}{\Delta x} = \frac{X}{x} \cdot \frac{r_1^2}{R_1^2} \cdot \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\sigma_4}{\sigma_1} \right) \sim \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\sigma_4}{\sigma_1} \right).$$

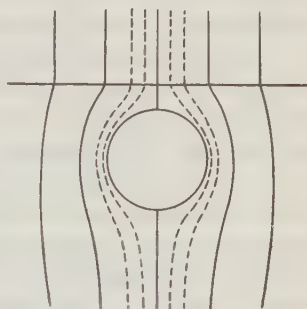


Fig. 2.

Sie verrät, in welchem Maße die Ausbuchtungen der Potentialflächen durch eine besser leitende Schicht verwischt werden, und es ist festzustellen, daß dieser Effekt recht erheblich ist. Ist die Leitfähigkeit des ungestörten Mediums 4 z. B. 100 mal so groß wie diejenige des Mediums 1, so verringern sich die Ausbuchtungen der Potentiallinien im Medium 4 etwa auf den 50. Teil. Die Linien gleichen Potentials in Fig. 2, die mit Hilfe der obigen Gleichungen berechnet sind, zeigen das Verschwinden der Indikationen recht sinnfällig. Dabei ist dieser Zeichnung nur eine etwa 10 mal so große Leitfähigkeit des Mediums 4 wie die des Mediums 1 zugrunde gelegt. Diese Beispiele lassen erkennen, wie gering die Aussicht ist, Störungskörper, die sich unter einer besser leitenden Schicht befinden, mittels Potentiallinienmethoden aufzufinden.

*) J. N. Hummel: a. a. O.

**) Jahrg. 4, Heft 2, S. 70 dieser Zeitschrift.

Die letzte Gleichung zeitigt noch ein anderes für die Praxis wichtiges Ergebnis. Aus ihr geht hervor, daß die Abnahme der Indikationen in dem besser leitenden Medium ungefähr proportional der Zunahme seiner Leitfähigkeit ist. Steigt die Leitfähigkeit des ungestörten, schon besser leitenden Mediums noch einmal auf z. B. das 10 fache ihres vorherigen Wertes, so sinkt in ihm die Größe der Indikationen noch einmal auf den 10. Teil. Diese Wirkung des besser leitenden Mediums ist in Richtung steigender Leitfähigkeit in keiner Weise begrenzt.

Es ist weiterhin bemerkenswert, daß in dem Ausdruck für das Potential φ_4 die Größe h nicht enthalten ist. Die Potentialverteilung im ungestörten Medium 4 ist also vollständig unabhängig von der Lage der Trennungsebene. Es dürfte demnach, auch unter Berücksichtigung einer oberen Begrenzung durch die Erdoberfläche, keinen wesentlichen Unterschied ausmachen, ob die Mächtigkeit einer besser leitenden Schicht an der Oberfläche groß ist oder nur wenige Meter beträgt. Ihre Eigenschaft, Verzerrungen eines Potentiallinienbildes, die ihren Herd im darunter befindlichen schlechter leitenden Untergrund haben, auszugleichen, ist in erster Linie durch das Verhältnis der Leitfähigkeiten und nur in geringem Maße durch ihre Mächtigkeit bestimmt, ein Resultat, das in der Praxis ebenfalls berücksichtigt werden muß.

Der Geltungsbereich aller dieser Konsequenzen erweitert sich beträchtlich, wenn man die gesamte durchfeuchtete Deckschicht selbst nicht mehr als homogen betrachtet, sondern ihre geologische Struktur berücksichtigt*). Auch diese Schicht setzt sich ihrerseits, worauf wir eingangs schon hingewiesen haben, meist aus mehreren Schichten zusammen, die das Wasser in sehr verschiedenem Maße aufnehmen und verschieden große elektrische Leitfähigkeiten besitzen. Ausgesprochene Grundwasserträger können mit undurchlässigen wassertragenden Sohlen, die vorzugsweise von Tonen, Lehmerden, Mergel, Letten usw. gebildet werden, wechseln. Salzwasserhaltige Zonen werden in manchen Gebieten von süßwasserhaltigen abgelöst. Selbst wenn der Störungskörper innerhalb der durchfeuchteten Deckschicht liegt, erweist sich ein derartiger, ihn überdeckender Schichtwechsel mit seinen Leitfähigkeitsunterschieden als wenig vorteilhaft für seine Auffindung mittels der Potentiallinienverfahren.

Wir haben bisher diejenigen Situationen in den Vordergrund gestellt, in denen das über dem Störungskörper gelagerte zweite Medium das besser leitende ist. Die obigen Gleichungen geben natürlich auch über die umgekehrten Verhältnisse Aufschluß. Die Indikationen sind im schlechter leitenden ungestörten Medium größer, als sie an der gleichen Stelle im völlig homogenen Medium sein würden, und steigen im Grenzfall eines nicht leitenden Mediums in diesem auf den doppelten Betrag. Die Potentialverteilung in diesem Falle interessiert deshalb, weil man es in der Natur immer mit einem durch die Erdoberfläche begrenzten leitenden Halbraum zu tun hat. Betrachtet man die Erde im großen

*) Vgl. hierüber E. Prinz: Handbuch der Hydrologie. 2. Aufl. Berlin 1923.

ganzen als homogen, so findet das dann vorliegende Problem, das wir früher bereits in Angriff genommen*) und das uns auch weiterhin beschäftigt hatte**), durch die in dieser Arbeit abgeleiteten Gleichungen seine Lösung. Fig. 3 bezieht sich auf einen solchen Fall, wo eine zylinderförmige Einlagerung abweichender Leitfähigkeit im Untergrund eingebettet ist, $\sigma_4 = 0$, $k = -1$ und $k'' = +1$ sind.

Günstiger als bei den Potentiallinienverfahren gestaltet sich die Tiefenwirkung bei den Rahmenmethoden, bei denen das magnetische Wechselfeld an der Erdoberfläche vermessen wird. Dieses Feld läßt sich am besten aus der Stromdichte im Untergrund herleiten, die sich ihrerseits aus dem Potential und der Leitfähigkeit ergibt. Sind mehrere Schichten vorhanden, so ist die Stromdichte in jeder einzelnen im großen ganzen der spezifischen Leitfähigkeit proportional. Ihr Wert ist unter Zugrundelegung der eingangs mitgeteilten Daten für den spezifischen Widerstand in der durchfeuchteten Oberschicht 70 bis $3 \cdot 10^7$ mal so groß wie im nur bergfeuchten Untergrund.

Der Unterschied kann also recht erheblich sein und ist um so bemerkenswerter, wenn man hiermit die meist geringfügige Steigerung der Stromdichte in einer gut leitenden Einlagerung vergleicht. Die Stromdichte in den Störungskörpern wird auch unter den in dieser Arbeit gemachten Voraussetzungen nur in verschwindendem Maße von den Beträgen abweichen, die wir früher für den Fall des allseits

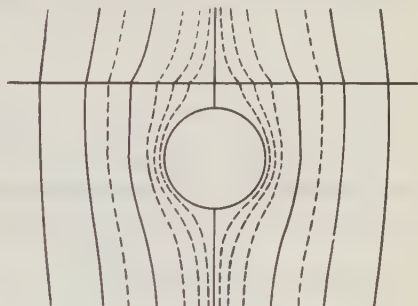


Fig. 3.

unbegrenzten homogenen Muttergesteins abgeleitet haben***). Demnach würde sie für eine unendlich gut leitende Kugel z. B. nur das 3 fache der des Muttergesteins betragen. Berücksichtigt man weiter, daß die tieferliegenden, durch den Störungskörper gehenden Stromfäden wegen ihrer größeren Entfernung von der Oberfläche an dieser weniger zur Geltung kommen, als die höher gelegenen, so erhellt, daß eine gut leitende Deckschicht bei den Rahmenmethoden die Indikationen, die einen Störungskörper verraten, ebenfalls stark verwischen muß. In die Berechnung dieser nivellierenden Wirkung geht bei den Rahmenmethoden die Mächtigkeit der gut leitenden Schicht in weit stärkerem Maße ein als bei den Potentiallinienmethoden.

Wir gehen jetzt zum elliptischen Zylinder über und bedienen uns hierbei der Ausführungen, die wir in einer früheren Arbeit gemacht haben†). Wie dort müssen vorerst die Gleichungen für den kreisförmigen Hohlzylinder auf-

*) Jahrg. 4, Heft 1, S. 22 dieser Zeitschrift.

**) Jahrg. 4, Heft 2, S. 67 dieser Zeitschrift.

***) Jahrg. 4, Heft 2, S. 73 f. dieser Zeitschrift.

†) Ebenda.

gestellt werden. Befindet sich dieser im allseits unbegrenzten homogenen Medium, so erhielten wir für das Potential außerhalb des Zylinders den Ausdruck

$$\varphi_1 = A_1 \left(1 + \frac{a^2 k - b^2 k'}{a^2 - b^2 k k'} \cdot \frac{a^2}{r_1^2} \right) x,$$

wobei $\frac{\sigma_3 - \sigma_2}{\sigma_3 + \sigma_2} = k'$ gesetzt war, und der Index 3 sich auf die innere Kreisfläche mit dem Radius b bzw. auf den Zylinderkern bezog. Man erhält dasselbe Potential, wenn man sich in jedem Kreismittelpunkt einen Dipol mit dem Moment $M = \frac{a^2 k - b^2 k'}{a^2 - b^2 k k'} \cdot a^2 \cdot A_1$ denkt. Für $\sigma_3 = 0$, also $k' = -1$, wird

$M = \frac{a^2 k + b^2}{a^2 + b^2 k} \cdot a^2 \cdot A_1$ oder $M = m \cdot a^2 \cdot A_1$, wenn zur Abkürzung $\frac{a^2 k + b^2}{a^2 + b^2 k} = m$ gesetzt wird. Diese Vorstellung führt bei zwei Halbebenen verschiedener Leitfähigkeit für das Potential im Außenraum zu den beiden Gleichungen

$$\varphi'_1 = A'_1 x + A'_1 m \frac{a^2}{r_1^2} x + A'_1 m \frac{a^2}{r_2^2} k'' x, \quad \varphi'_4 = A'_1 x + A'_1 m \frac{a^2}{r_1^2} x + A'_1 m \frac{a^2}{r_1^2} k'' x$$

oder

$$\varphi'_1 = A'_1 x \left[1 + m \cdot a^2 \left(\frac{1}{r_1^2} + \frac{k''}{r_2^2} \right) \right], \quad \varphi'_4 = A'_1 x \left[1 + m \frac{a^2}{r_1^2} (1 + k'') \right].$$

Die Gleichung für die Trennungslinie ist $y = h$. Nach Einführung Gaußscher Koordinaten nehmen diese Gleichungen in der z -Ebene das Aussehen an

$$\varphi'_1 = A'_1 \Re \left[z + m \cdot a^2 \left(\frac{1}{z} + \frac{k''}{z - 2hi} \right) \right], \quad \varphi'_4 = A'_1 \Re \left[z + m \frac{a^2}{z} (1 + k'') \right],$$

$J[z] = h$, wobei \Re und J bzw. den reellen und imaginären Teil bedeuten. Die Bilder, die man mittels dieser Gleichungen erhält, lassen sich wieder aus der z -Ebene mittels der Transformation $w = z + \frac{b^2}{z}$ in die w -Ebene übertragen.

Hierbei wird allerdings auch die Gerade, die in der z -Ebene die beiden Medien voneinander trennt, in der w -Ebene gekrümmt. Sie erhält dort, wo sie dem Störungskörper am nächsten kommt, eine Einbiegung, die um so ausgeprägter ist, je geringer ihr Abstand von demselben ist. Die Gleichungen in der w -Ebene lauten

$$\varphi'_1 = A'_1 \Re \left[w + 2 \left(\frac{m a^2 - b^2}{w + \sqrt{w^2 - 4b^2}} + \frac{m a^2 k''}{w - 2hi + \sqrt{w^2 - 4b^2}} \right) \right],$$

$$\varphi'_4 = A'_1 \Re \left[w + 2(1 + k'') \frac{m a^2 - b^2}{w + \sqrt{w^2 - 4b^2}} \right], \quad J \left[\frac{1}{2} (w + \sqrt{w^2 - 4b^2}) \right] = ih.$$

Das Brechungsgesetz an der Trennungslinie bleibt nach der Transformation ebenso wie die Laplacesche Gleichung erfüllt, wofür der Beweis wiederholt geführt ist*).

*) Z. B. von J. Haubner: Über die stationäre Strömung der Elektrizität in flächenförmigen Leitern. Sitzungsber. d. Kaiserl. Akad. d. Wiss. in Wien 85, II. Abt., 79 (1882).

Fig. 4 ist mittels der Transformation gewonnen und zeigt die Potentialverteilung um eine in der Stromrichtung, unweit der Trennungsfläche liegende, unendlich gut leitende Platte.

Fließt der Strom im ungestörten Felde in Richtung der imaginären Achse, setzt man $\sigma_s = \infty$, und ist die Gleichung der Trennungslinie jetzt $\Re \left[\frac{1}{2} (w + \sqrt{w^2 - 4b^2}) \right] = h$, so erhält man für das Potential im gestörten Felde

$$\varphi_1'' = A_1'' J \left[w + 2 \left(\frac{m' a^2 - b^2}{w + \sqrt{w^2 - 4b^2}} + \frac{m' a^2 k''}{w - 2h + \sqrt{w^2 - 4b^2}} \right) \right],$$

$$\varphi_4'' = A_1'' J \left[w + 2(1 + k'') \frac{m' a^2 - b^2}{w + \sqrt{w^2 - 4b^2}} \right],$$

wobei $\frac{a^2 k - b^2}{a^2 - b^2 k} = m'$ gesetzt ist. Der Fall beliebiger Neigung der Ellipsenachsen gegen die Stromrichtung wird wieder durch Kombination beider Bilder erhalten. Es ist

$$\varphi_1 = \varphi_1' + \varphi_1'' \quad \text{und} \quad \varphi_4 = \varphi_4' + \varphi_4'',$$

wobei die Neigung der Stromrichtung gegen die u -Achse durch $\operatorname{tg} \alpha = \frac{A''}{A'}$ gegeben ist. Fig. 5 zeigt eine um 45° gegen die Stromrichtung geneigte unend-

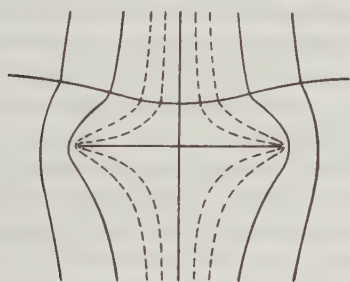


Fig. 4.

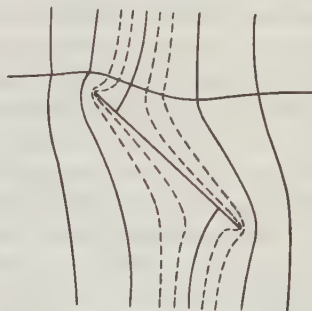


Fig. 5.

lich gut leitende Platte. Auch sie läßt erkennen, daß die vom Störungskörper stammenden Verzerrungen der Potentiallinien kaum noch in die 10 mal besser leitende Schicht eindringen. Die hier noch vorhandenen Krümmungen sind fast ausschließlich auf die Verbiegung der Trennungslinie zurückzuführen.

Durch die Lösung der gestellten Aufgabe ist zugleich die eines anderen Problems gegeben. Unter sinngemäßer Änderung der Bedingungen lassen sich die Potentiallinien bekanntlich als Stromlinien auffassen. Liegt also die Trennungsfläche zweier Medien senkrecht zur Stromrichtung, so kann die Potentialverteilung in ähnlicher Weise ermittelt werden. Indessen dürfte dieser Fall für die Praxis von geringerer Bedeutung sein.

Berlin, den 23. März 1928.

II.

Der Einfluß**von Geländeunebenheiten auf die Potentialverteilung im Untergrund.**

Es wird gezeigt, wie sich der Einfluß von Geländeunebenheiten auf die Potentialverteilung im homogenen isotropen Untergrund streng berechnen läßt, falls ein an und für sich homogener stationärer Strom durch den Boden fließt. Einige Beispiele sind durchgerechnet.

Treten an der Erdoberfläche über einem Untergrund, der, von eventuell vorhandenen Einlagerungen anderer Leitfähigkeit abgesehen, homogen und isotrop ist, im Potentiallinienbild eines künstlichen Stromfeldes Abweichungen vom normalen regelmäßigen Verlauf der Linien auf, so sind sie entweder auf vorhandene Störungskörper oder aber auf Unebenheiten des Geländes zurückzuführen. Um sichere Rückschlüsse aus den gemessenen Verzerrungen ziehen zu können, ist es notwendig, vorerst über die Wirkungen jeder einzelnen dieser beiden Störungsursachen Klarheit zu gewinnen. Diejenigen Veränderungen des Potentialflächenbildes eines an und für sich homogenen stationären Stromfeldes, die auf Störungskörper verschiedener Gestalt und Leitfähigkeit zurückzuführen sind, haben wir in früheren Arbeiten, deren Kenntnis im folgenden vorausgesetzt wird, behandelt*), den Einfluß von Geländeunebenheiten auf der anderen Seite hat W. Heine in einer beachtenswerten Arbeit untersucht**). Während Heine aber nur zu qualitativen Ergebnissen gelangt, stellen wir uns hier die Aufgabe, zu zeigen, wie die Potentialverteilung um einige in der Natur häufig anzutreffende Geländeformen quantitativ zu berechnen ist, wobei wir uns die Ergebnisse unserer früheren Arbeiten zunutze machen wollen. Die Kenntnis der Potentialfunktion in ihrer Abhängigkeit von der Quellenanordnung und der Oberflächenbeschaffenheit besitzt unmittelbare Bedeutung für die Potentiallinienverfahren, sie ist darüber hinaus auch die Grundlage für die Anwendung sämtlicher geoelektrischer Methoden.

So schwierig wie es im allgemeinen ist, für einen irgendwie begrenzten Leiter die zugehörige Potentialverteilung zu finden, so einfach ist das umgekehrte Verfahren, zu einer vorgegebenen möglichen Potentialverteilung in einem Leiter passende Begrenzungsformen zu finden. Bedenkt man, daß sämtliche Potentialflächen auf der Begrenzungsfläche senkrecht stehen müssen, während die Stromlinien sie nirgends schneiden können, so wird das folgende Verfahren nahegelegt: Hat man für einen homogenen oder inhomogenen leiten-

*) J. N. Hummel: Über die Tiefenwirkung bei geoelektrischen Potentiallinienverfahren. Zeitschr. f. Geophys. 4, 22—27 (1928). — Derselbe: Untersuchung der Potentialverteilung für einen speziellen Fall im Hinblick auf geophysikalische Potentiallinienverfahren. Ebenda, S. 67—76. — Siehe auch den ersten Teil dieser Arbeit.

**) W. Heine: Beispiele für die Auswertung der räumlichen Verbiegung der Potentialflächen zur Feststellung von Einlagerungen. Metall u. Erz 24, 407—412 (1927). — Vgl. auch W. Heine: Elektrische Bodenforschung, Berlin 1928, S. 105 ff.

den Körper und für eine bestimmte Quellenanordnung die Potentialverteilung irgendwie berechnet, so legt man durch diesen Körper eine Schnittfläche derart, daß an keiner Stelle Stromlinien hindurchtreten. Man schneidet mit anderen Worten aus dem Leiter eine Stromröhre heraus, deren Querschnitt sich zum Teil auch bis ins Unendliche erstrecken kann. Die Potentialverteilung ändert sich dann nicht, wenn der eine Teil des so geteilten Leiters, also entweder das Innere oder das Äußere der Stromröhre, fortgenommen wird. Die Schnittfläche, die hierdurch zur Begrenzungsfläche geworden ist, kann als Erdoberfläche aufgefaßt werden, womit die Aufgabe gelöst ist. Bedingungen sind lediglich, daß erstens die Begrenzungsfläche, um als Darstellung der Erdoberfläche gelten zu können, im großen ganzen die Gestalt einer Ebene besitzt, während der übrigbleibende Leiterteil den unendlichen Halbraum erfüllt, und daß zweitens dieser uns interessierende Leiterteil keine Inhomogenitäten mehr enthält, da wir homogenen Untergrund vorausgesetzt hatten. Beide Forderungen lassen sich leicht erfüllen, wenn man von den in unseren früheren Arbeiten errechneten Potentialflächenbildern ausgeht.

Es sei zunächst die Potentialverteilung um eine Mulde mit senkrechter Symmetrieachse untersucht, wobei wir voraussetzen wollen, daß wir es ohne Vorhandensein der Mulde mit einem homogenen stationären, der ebenen Erdoberfläche gleichgerichteten Stromfeld zu tun hätten. Zur Berechnung der Potentialfunktion gehen wir von dem Falle aus, in dem eine nicht leitende Kugel im allseits unbegrenzten homogenen isotropen Medium eingebettet ist, das von dem Strome durchflossen wird. Legt man eine Schnittebene in der Stromrichtung durch dieses Medium, so verläuft in großer Entfernung von der Kugel ein Teil der Stromlinien in dieser Ebene. Nähert man sich aber der Kugel, so treten diese Stromfäden aus der Ebene heraus, um dort, wo die Schnittebene der Kugel am nächsten kommt, den größten Abstand von ihr zu erreichen. Sämtliche Stromfäden, die sich in dieser Weise einer in der Stromrichtung liegenden Schnittebene zuordnen lassen, bilden eine Fläche, die in genügender Entfernung von der Kugel in die Ausgangsebene asymptotisch einmündet und in der Nähe der Kugel eine muldenförmige Einbuchtung besitzt. Ihre Gleichung ist

$$y - y_0 = \frac{a^3}{r^3} y = \frac{a^3}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} y,$$

wenn die x - und z -Achse parallel der Schnittebene liegen, die y -Achse senkrecht auf ihr steht, und der Mittelpunkt des Koordinatensystems mit dem Kugelmittelpunkt zusammenfällt*). Sie läßt erkennen, daß die y -Achse Symmetrieachse der Fläche ist. Denkt man sich nun denjenigen Teil des Mediums, der die Kugel aufnimmt, fort, so hat man die Potentialverteilung für die ge-

*) Die Bedeutung der übrigen Bezeichnungen in dieser und den folgenden Gleichungen ist aus den früheren Arbeiten ersichtlich. Die Ableitung der Formeln folgt ebenfalls leicht aus den früheren Entwicklungen.

wünschte Begrenzung. Die Gleichung der Potentialfunktion in dem übrigbleibenden Teil des Mediums, der den leitenden Erdboden darstellt, ist

$$\varphi = A \cdot x + A \frac{1}{2} \cdot \frac{a^3}{r^3} x,$$

wenn die x -Achse in der Stromrichtung liegt.

In dem Grenzfall, in welchem die Schnittebene durch den Kugelmittelpunkt geht, nimmt die Mulde die Gestalt einer Halbkugel an (Fig. 6), und die Ausbuchtungen der Potentialflächen erhalten ihre größten Beträge. Jetzt ist $y_0 = 0$, und die Gleichung der Begrenzungsfläche



Fig. 6.

$$y = \frac{a^3}{r^3} y \equiv \frac{a^3}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} y.$$

Sie wird erfüllt durch $r = a$ und $y = 0$. Die Fläche setzt sich demnach aus einer Halbkugel und einer Ebene zusammen. Die Potentiallinien in dieser Ebene sind durch die Gleichung

$$x_0 - x = \frac{a^3}{2(x^2 + y^2)^{3/2}} x$$

dargestellt, das entsprechende Bild ist in der Fig. 7 aufgezeichnet. Wie man sieht, können die Ausbuchtungen dieselbe Größenordnung besitzen wie die-

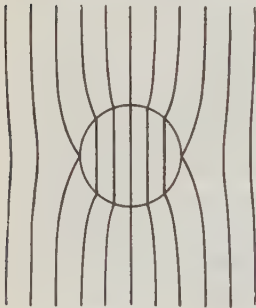


Fig. 7.

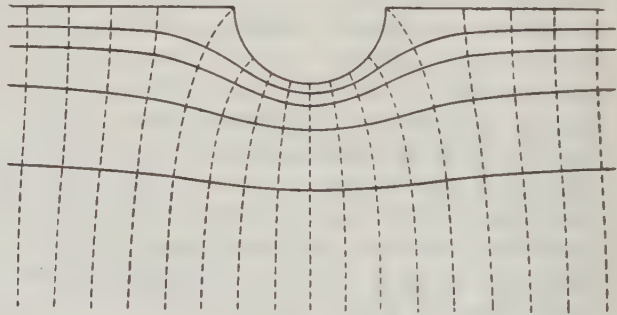


Fig. 8.

jenigen, die man über einer schlecht leitenden kugelförmigen Einlagerung in einer vollkommen ebenen Oberfläche erhält. Auch ihr Charakter ist diesen ähnlich.

Besitzt die Kugel eine gewisse Leitfähigkeit, so ist die größte Bodensenkung nicht mehr so ausgeprägt, die Verhältnisse können im übrigen aber in gleicher Weise zum Ausgangspunkt der Untersuchung gemacht werden. Steigt ihre Leitfähigkeit über die des umgebenden Mediums hinaus, so erhält man die Potentialverteilung für eine zentrische Bodenerhebung aus der Ebene, die im Extremfalle die Form einer Halbkugel besitzt.

Bildlich besser läßt sich die Potentialverteilung in der Nachbarschaft von Bodennebenheiten darstellen, die sich senkrecht zur Stromrichtung nicht ändern.

Die Aufgabe läßt sich dann als ein zweidimensionales Problem behandeln, wobei man am besten von einer zylinderförmigen Einlagerung mit kreisförmigem oder elliptischem Querschnitt ausgeht. Fig. 8, der ein kreisförmiger, nicht leitender Zylinder zugrunde gelegt ist, zeigt die Konturen von Bodenebenenheiten im Querschnitt, die in ihrer geschwungenen Form einem flachen Graben oder einer flachen Bodensenke ähnlich sind. Verlauf und Dichte der Potentiallinien sind durch die gestrichelten Linien wiedergegeben. Geht man von einem elliptischen Zylinder aus, so läßt sich die Potentialverteilung um markantere Formen, z. B. um einen tiefen Graben, einen steilen Bergrücken, einen Wall oder eine Düne gewinnen. Die Anzahl der möglichen Fälle ist recht beträchtlich, da zu einem bestimmten Leitfähigkeitsverhältnis, zu einer bestimmten Ellipsengestalt und -lage jedesmal eine unendliche Mannigfaltigkeit von Be-

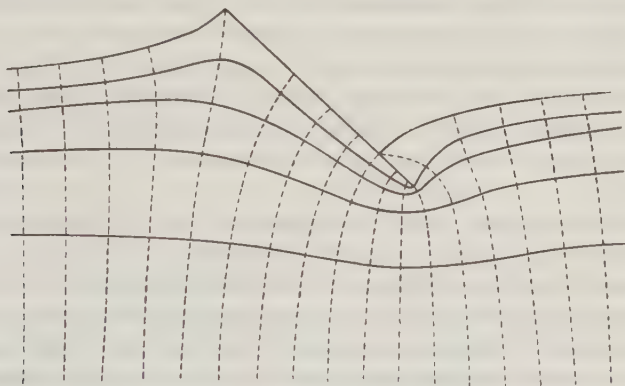


Fig. 9.

grenzungsformen gehört. Fig. 9 zeigt unsymmetrische wellenförmige Konturen, denen eine unendliche dünne, nichtleitende, um 45° geneigte Platte zugrunde gelegt ist. Sie läßt ebenfalls bemerkenswerte Störungen im Potentialflächenbilde erkennen, wobei konkave Krümmungen des Bodens zu einer Verdünnung der Potentialflächen, konvexe zu einer Verdichtung derselben führen. Die Ausführung der Rechnungen findet sich in den früheren Arbeiten.

Geht man von dem Falle aus, daß zwei Medien verschiedener Leitfähigkeit durch eine Ebene voneinander getrennt sind, von denen das eine einen kreisförmigen Zylinder aufnimmt, so eröffnen sich außer dem bisherigen Wege zwei neue Möglichkeiten, die Potentialverteilung im homogenen isotropen Halbraum, dessen an und für sich ebene Begrenzung eine Unebenheit aufweist, zu erhalten. Beide zielen darauf hin, die Trennungsfläche zur Begrenzungsfläche zu machen, und dieser mittels der Methode der konformen Abbildung die gewünschte Krümmung zu geben.

Dies läßt sich einmal dadurch erreichen, daß die Leitfähigkeit des ungestörten Mediums sehr groß im Verhältnis zu der des anderen Mediums, das den

Zylinder aufnimmt, gewählt wird. Dann müssen die Potentialflächen im ungestörten Medium auf der Trennungsebene senkrecht stehen, wohingegen die Stromlinien an ihr entlang fließen. Dies ändert sich auch nicht, wenn man mittels der Beziehung $w = z + \frac{b^2}{z}$ in der früher beschriebenen Weise transformiert, wodurch die Trennungsebene, die nunmehr auch als Begrenzungsebene betrachtet werden kann, eine Einbuchtung erhält. Je nach der Neigung der Ellipsenachsen besitzt sie die Form eines Walles, eines Grabens oder einer Dünung. Sie ist um so ausgeprägter, je näher der Störungskörper der Grenzfläche liegt.

Man kann auch so verfahren, daß man dem Kreise in der z -Ebene die Leitfähigkeit 0 oder ∞ verleiht und in der x - bzw. y -Richtung transformiert. In diesen beiden Fällen verschwindet die Wirkung des Störungskörpers auf das Potentialflächenbild vollkommen. Gibt man dann noch dem schon vorher ungestörten Medium die Leitfähigkeit 0, so gehen die Stromlinien wieder der Trennungsfläche, die jetzt Begrenzungsfläche geworden ist, entlang. Natürlich kommen diese beiden letzten Verfahren in ihren Ergebnissen auf dasselbe hinaus wie das erste. Sie sind lediglich des eigentümlichen Gedankenganges wegen bemerkenswert.

Wir sind zur Lösung unserer Aufgabe von zwei bestimmten Typen von Störungskörpern ausgegangen, weil wir gerade diese in früheren Arbeiten behandelt hatten. Es steht selbstredend nichts im Wege, auch von anders gearteten Einlagerungen im homogenen oder geschichteten Medium auszugehen. Dies sei besonders im Hinblick auf den dritten Teil dieser Arbeit betont, in dem wir die Potentialverteilung um allseits begrenzte längliche Rotationskörper untersuchen wollen. Geht man von derartigen Körperformen aus, so gelangt man zur Potentialverteilung um allseits begrenzte längliche Hügel und Mulden, verschiedenster Form und Größe.

Berlin, den 22. April 1928.

III.

Theoretische Grundlagen

für die Auffindung länglicher Rotationskörper und weiterer Einlagerungen.

Es wird die in der Hydro- und Aerodynamik entwickelte „Quellsenkmethode“ zur Ermittlung der Potentialverteilung um Störungskörper herangezogen. Auf die Bedeutung dieser Methode für die Lösung geoelektrischer Probleme überhaupt wird hingewiesen.

Voraussetzung für die Anwendung geoelektrischer Methoden ist die Kenntnis der Potentialverteilung bei vorgegebener Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund und bei vorgegebenen äußeren Spannungen. Gleichgültig, ob die äußeren Spannungen an Elektroden angelegt oder induktiv erzeugt werden. Erst wenn diese Abhängigkeit vorher genau untersucht worden ist, kann die Deutung der

Meßergebnisse, bei der umgekehrt aus der Potentialverteilung an der Oberfläche auf die Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund geschlossen wird, zu richtigen Rückschlüssen führen. Die Aufstellung der Potentialfunktion unter irgendwelchen vorgeschriebenen Bedingungen ist allerdings im allgemeinen selbst für stationäre Felder mit großen Schwierigkeiten verknüpft, und nur in einzelnen Fällen gelingt es, durchsichtige und handliche mathematische Ausdrücke für sie zu gewinnen. Wir haben in früheren Arbeiten die Potentialverteilung für wenige, leicht zu berechnende Fälle untersucht, und zwar haben wir angenommen, daß Störungskörper einfacher Gestalt in einem homogenen und isotropen Muttergestein eingebettet sind, das von einem an und für sich homogenen stationären Strome durchflossen wird*). Die Störungskörper hatten hierbei die Gestalt einer Kugel oder eines unendlich langen elliptischen Hohlzylinders, der sich mit seiner Längsachse senkrecht im Stromfeld befand. Weiter haben wir den Fall behandelt, in dem die gleichen Störungskörper im homogenen isotropen Halbraum eingebettet sind, während der andere Halbraum von einem homogenen isotropen Medium anderer Leitfähigkeit erfüllt ist**). Die Trennungsebene war parallel der Stromrichtung und der Längsachse des Zylinders angenommen. Obwohl wir zu recht interessanten Ergebnissen gelangt sind, besitzen diese Untersuchungen doch noch etwas sehr Unbefriedigendes. Die Klarstellung der in diesen speziellen Fällen vorliegenden Verhältnisse erweist sich für die praktischen Bedürfnisse als durchaus ungenügend, insofern, als die meisten der in der Natur vorkommenden Lagerstätten von den bisher betrachteten erheblich abweichende Gestalt haben dürften, und als dem Stromfeld im Interesse möglichst großer Indikationen eine andere Richtung zu den Achsen des Störungskörpers gegeben wird, wie wir sie aus rechnerischen Gründen voraussetzen mußten. Bei der Kugel stört besonders, daß nur eine einzige Größe, ihr Radius, variabel ist, weshalb sie sich mit den meisten Lagerstätten auch nicht annähernd zur Deckung bringen läßt, wohingegen beim elliptischen Zylinder, der wohl in zwei zueinander senkrechten Richtungen verändert werden kann, die unendliche Ausdehnung und die Festlegung seiner Lage mit der Längsachse zur Stromrichtung eine Übereinstimmung mit den wirklich vorliegenden Verhältnissen meist ausschließen. Wir stellen uns daher in Ergänzung unserer bisherigen Arbeiten als nächstes Ziel die Aufgabe, die Potentialverteilung um einen solchen Störungskörper zu berechnen, der wie der betrachtete Zylinder hinsichtlich der Form auch zwei Freiheitsgrade besitzt, der aber allseitig begrenzt ist, und dessen größter Durchmesser in der Stromrichtung liegt.

Einfache Formen mit zwei Freiheitsgraden sind z. B. das Rotationsellipsoid, der endliche Kreiszylinder und der quadratische Balken. Für den

*) J. N. Hummel: Über die Tiefenwirkung bei geoelektrischen Potentiallinienverfahren. Zeitschr. f. Geophys. 4, 22—27 (1928). — Derselbe: Untersuchung der Potentialverteilung für einen speziellen Fall im Hinblick auf geoelektrische Potentiallinienverfahren. Ebenda, S. 67—76.

**) Im ersten Teile dieser Arbeit.

Fall, daß derartige Körperformen sich mit ihrer Längsachse in der Stromrichtung eines homogenen stationären Feldes befinden, ist die Potentialverteilung auch bereits für beliebige Leitfähigkeiten untersucht worden. Dem in einem solchen Felde eingelagerten Rotationsellipsoid haben schon S. D. Poisson, G. Kirchhoff, F. Neumann u. a. ihre Aufmerksamkeit geschenkt*), die Potentialverteilung um den kreisförmigen Zylinder, der mit seiner Längsachse in der Stromrichtung liegt, hat G. Green berechnet**), für die Ermittlung der Potentialverteilung um einen Quader bzw. Balken unter dieser Bedingung liegen Anweisungen von C. Maxwell und von A. Ostrowsky vor***). In allen diesen Fällen versagen indessen die analytischen Verfahren. Man ist gezwungen, sich der Kugelfunktionen zu bedienen, wobei die Potentialfunktion durch unendliche Reihen dargestellt wird, deren Handhabung für numerische Rechnungen unbequem ist. Die Resultate dieser Untersuchungen, die wohl hohes mathematisches Interesse beanspruchen dürfen, eignen sich denn auch recht wenig für unsere Zwecke, zu deren Erfüllung andere Wege betreten werden müssen, die sich aus der Eigenart unserer Probleme ergeben.

Da wir es bei den in der Natur vorkommenden Lagerstätten doch niemals mit idealen Körperformen zu tun haben, bedeutet es für unsere Zwecke keine Einschränkung, wenn wir das Potential um Körper berechnen, die durch weniger einfache Ausdrücke beschrieben sind als die angeführten. Wir haben keine Veranlassung, uns auf bestimmte Körperformen festzulegen, die sich mit den natürlichen unregelmäßigen Einlagerungen doch immer nur ungefähr vergleichen lassen, suchen vielmehr für möglichst verschiedenartige Typen die Rechnungen durchführen zu können. Es kommt uns in der Hauptsache nicht so sehr auf die genaue Form des Störungskörpers an, als darauf, daß die Potentialfunktion durch einen möglichst einfachen Ausdruck dargestellt wird. Den Weg zur Behandlung des Problems nach diesen Gesichtspunkten haben uns die Hydro- und Aerodynamik gewiesen, die bei der Lösung ähnlicher Aufgaben die räumlich ausgedehnten Störungskörper durch ein System von lokalisierten Quellen und Senken ersetzt haben†). Ihren Bahnen wollen wir folgen, wobei wir den speziellen Erfordernissen der angewandten Geophysik Rechnung tragen. Und es wird sich zeigen,

*) Eine ausführliche Literaturzusammenstellung findet sich in der Dissertation von R. Griesser: Berechnung der Störungen des magnetischen Erdfeldes durch Eisenerzlager, die als abgeplattete Rotationsellipsoide aufgefaßt werden können. Freiburg i. B. 1921.

**) G. Green: Ein Versuch, die mathematische Analysis auf die Theorien der Elektrizität und des Magnetismus anzuwenden. Leipzig 1895, S. 106 bzw. S. 66. — Vgl. auch C. Maxwell: Treatise II, Art. 439.

***) C. Maxwell: Treatise II, Art. 310. — R. Courant und D. Hilbert: Methoden der mathematischen Physik I. Berlin 1924, S. 305 f.

†) W. J. M. Rankine: On Plane Water Lines in Two Dimensions. Phil. Trans. 1864, S. 369. — Derselbe: On the Mathematical Theory of Stream Lines, especially Those with Four Foci and upwards. Phil. Trans. 1871, S. 267. — G. Fuhrmann: Theoretische und experimentelle Untersuchungen an Ballonmodellen. Diss., Göttingen 1912. — Wilhelm Müller: Strömungslehre. Berlin 1928.

daß die von diesen Wissenschaften entwickelte sogenannte „Quellsenkmethode“ auch für die geoelektrischen Verfahren von der allergrößten Bedeutung ist. Es läßt sich mit ihrer Hilfe nicht nur die Potentialverteilung um die verschiedensten Körperformen mit Leichtigkeit ermitteln, sondern es kann auch eine Reihe weiterer Probleme, die für diese Verfahren von Wichtigkeit sind, mit Erfolg gelöst werden. Der Gedankengang ist der folgende.

Befinden sich im stationären Stromfeld Quell- oder Senkpunkte, Quell- oder Senkstrecken, Doppelquellen usw. von der Gesamtergiebigkeit Null, so bilden sich unter Umständen geschlossene Potentialflächen oder geschlossene, von Stromlinien gebildete Flächen aus, die je ein Quellsystem von der Gesamtergiebigkeit Null umschließen. Werden diese Flächen als Oberflächen sehr gutleitender bzw. nicht leitender Körper aufgefaßt, so ändert sich die Potentialverteilung im Außenraume nicht. Allerdings kann man bei der Konstruktion solcher Potentiallinienbilder die Form der Körper nicht von vornherein annehmen, diese sind vielmehr durch die Wahl der Quellen bestimmt. Das Potential besitzt aber jetzt ein verhältnismäßig recht einfaches Aussehen.

Das Potential im stationären Felde ist das gleiche wie das beim entsprechenden Problem im statischen Felde, weshalb wir beide zugleich behandeln wollen. Die Übereinstimmung beruht darauf, daß im stationären Felde die Stromlinien mit den elektrischen Kraftlinien zusammenfallen. Der statischen

Ladung e entspricht hierbei im stationären Felde die Quellenergiebigkeit $\frac{J}{4\pi}$,

wo J der gesamte Stromfluß einer Quelle ist. Den Faktor $A = -\frac{i}{\sigma}$ im

stationären Felde haben wir im statischen Felde als negative Feldstärke aufzufassen, und der Leitfähigkeit σ im stationären Felde endlich ist im statischen die Bedeutung einer Dielektrizitätskonstante beizulegen.

Das Zusatzpotential zu dem ursprünglichen Potential, das man ohne Vorhandensein der Ladungen erhalten würde, setzt sich nach dem Hereinbringen von punktförmigen Ladungen und Dipolen additiv aus den Potentialen von einzelnen Ladungen und Dipolen zusammen, die ihrerseits die einfachen Formen

$\pm \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{e}{r}$ und $\pm \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{e \cdot l}{r^2} \cos \alpha$ besitzen, wobei r der Abstand eines Aufpunktes P

von der Ladung, und α der Winkel zwischen der Achse l eines Dipols und der Richtung von r ist. Es ist demnach leicht ersichtlich, warum die Quellsenkmethode, die uns gelegentlich schon einmal gute Dienste geleistet hat*), gerade für die Behandlung der geoelektrischen Probleme geeignet sein wird. Denn nicht nur, daß für geophysikalische Zwecke die genaue Form des Störungskörpers, die man sich auf diese Weise hier nicht mehr aussuchen kann, völlig belanglos ist, besitzt auch die Potentialverteilung in seinem Innern, die sich auf diesem Wege nicht gewinnen läßt, kein Interesse. Die durchschnittliche Strom-

*) Im ersten Teile dieser Arbeit.

dichte im Innern des Störungskörpers, die für die Rahmenmethoden von Bedeutung ist, kann aus dem Potential des Außenraumes ermittelt werden. Störender ist schon die Beschränkung auf Einlagerungen mit den Leitfähigkeiten Null und Unendlich, indessen sind diese Grenzfälle die wichtigsten. Dem steht die Möglichkeit einer analytischen Behandlung des Potentials gegenüber, für das sich einfache Ausdrücke gewinnen lassen.

Bei der Bildung der Potentialfunktion mit Hilfe von positiven und negativen Ladungen bzw. Quellen sind zwei Gesichtspunkte im Auge zu behalten. In erster Linie ist darauf zu achten, daß sich aus dem Stromfeld auch geschlossene Schalen heraus schneiden lassen, was keineswegs immer der Fall zu sein braucht. Und zweitens wird man aus rechnerischen Gründen bestrebt sein, mit möglichst wenig Quellpunkten auszukommen. Was den ersten Punkt

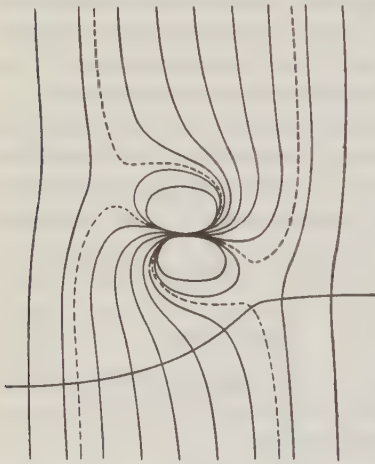


Fig. 10.

anbelangt, so ist eine bestimmte Symmetrie in der Anordnung der Quellen erforderlich. Ehe wir einige solcher Fälle behandeln, sei zunächst ein Beispiel für den allgemeinen Fall gegeben, wo man nicht zum Ziele gelangt. Fig. 10 zeigt die Potentialverteilung, um einen im homogenen Felde eingebetteten Dipol, dessen Achse senkrecht zur Feldstärke liegt. Die ausgezogenen Linien geben in diesem, wie auch in den Potentiallinienbildern 12b und 13b zugleich die Dichte der Potentialflächen, während die gestrichelten lediglich ihren Verlauf anzeigen. Es bildet sich keine im Endlichen geschlossene Fläche aus, die das Quellsystem umschlingt. Dennoch ist das Potentialfeld nicht ganz nutzlos für uns, da

solche Bilder zur Lösung eines anderen geoelektrischen Problems herangezogen werden können, das wir im zweiten Teile dieser Arbeit behandelt hatten. Legt man nämlich durch das Medium eine unbegrenzte Schnittfläche derart, daß keine Stromlinien hindurchtreten, und daß die eine Hälfte des Mediums keine Singularitäten enthält, so läßt sich die andere Hälfte fortnehmen, ohne daß die Potentialverteilung geändert wird. Faßt man diese Fläche mit ihren Wölbungen als Erdoberfläche auf, so besitzt man die Potentialverteilung in der Nachbarschaft von Bodenebenenheiten. In der Fig. 10 ist eine Oberflächenkontur eingezeichnet.

Bleiben wir zunächst bei dem einfachsten Falle, daß eine Quelle und eine Senke gleicher Ergiebigkeit im translatorischen Stromfelde eingelagert sind, wobei wir der Allgemeinheit halber einen endlichen Abstand zwischen ihnen annehmen wollen, so zeigt sich, daß sich nur dann geschlossene Flächen ausbilden, wenn die Verbindung zwischen den Quellen in der Stromrichtung liegt.

Die Symmetrie der Anordnung ist in diesem Falle eine vollkommene. Zur Berechnung legen wir den Mittelpunkt eines Koordinatensystems in die Mitte zwischen den Quellpunkten und die x -Achse in die Stromrichtung (Fig. 12 a). Die Potentialfunktion ist dann

$$\varphi = Ax \pm \frac{1}{\sigma} \cdot \left(\frac{1}{r_1'} - \frac{1}{r_1} \right) \equiv Ax \pm \frac{1}{\sigma} \cdot \left(\frac{e}{\sqrt{\left(x - \frac{l}{2}\right)^2 + y^2 + z^2}} - \frac{e}{\sqrt{\left(x + \frac{l}{2}\right)^2 + y^2 + z^2}} \right),$$

wobei A die negative Feldstärke im ungestörten Felde bedeutet. Die Gleichung der Potentialflächen ist

$$x_0 - x = \pm \frac{e}{\sigma A} \left(\frac{1}{r_1'} - \frac{1}{r_1} \right) \equiv \pm \frac{e}{i_0} \left(\frac{1}{\sqrt{\left(x + \frac{l}{2}\right)^2 + y^2 + z^2}} - \frac{1}{\sqrt{\left(x - \frac{l}{2}\right)^2 + y^2 + z^2}} \right),$$

wobei sich der Index 0 auf das ungestörte homogene Feld bezieht. Betrachten wir zunächst den Fall, in dem das Vorzeichen positiv ist, da dieser für geoelektrische Zwecke von größerer Bedeutung ist. Ist dann $x_0 = 0$, so erhält man für die Äquipotentialfläche mit dem Potential Null die Gleichung

$$\sigma \frac{A}{e} x + \frac{1}{\sqrt{\left(x - \frac{l}{2}\right)^2 + y^2 + z^2}} = \frac{1}{\sqrt{\left(x + \frac{l}{2}\right)^2 + y^2 + z^2}}.$$

Dies ist die Gleichung sowohl für die yz -Ebene, da sie durch $x = 0$ erfüllt wird, als auch für eine geschlossene Schale, die beide Quellen umschließt. Fig. 11 zeigt eine Reihe von Körperformen, die sich auf Grund dieser Gleichung ergeben. Ihr Charakter hängt von der Feldstärke des ungestörten Feldes, dem Betrag der Punktladungen und von deren Abstand ab. Ihre kleine Achse beträgt

$$a = \sqrt[3]{\sqrt[3]{\left(\frac{e \cdot l}{i_0}\right)^2} - \left(\frac{l}{2}\right)^2},$$

während sich ihre große aus der kubischen Gleichung

$$b^3 - \left(\frac{l}{2}\right)^2 b - \frac{el}{i_0} = 0$$

ergibt. Ist $l < 2 \sqrt{\frac{2e}{i_0}}$, so besitzt a einen reellen Wert. Man erhält eine

Schale, die unseren Voraussetzungen entspricht. Faßt man sie als Begrenzung eines gut leitenden Körpers auf, so ändert sich das Potentialflächenbild des Außenraumes nicht. Wird l sehr klein, indem e zugleich einen sehr hohen Wert annimmt, so erhält man die Kugel, wovon wir im ersten Teile dieser

Arbeit bereits Gebrauch gemacht haben. Wächst l gerade auf den Betrag $2 \sqrt{\frac{2e}{i_0}}$

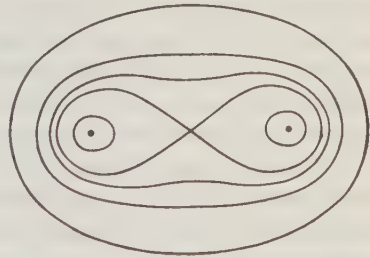


Fig. 11.

an, so wird $a = 0$. Man erhält schon zwei Körper, die sich aber noch in einem Punkte berühren. Wird indessen $l > 2 \sqrt{\frac{2e}{\epsilon_0}}$, so zerfällt die Schale in zwei voneinander getrennte Teile, die unseren Voraussetzungen nicht mehr entsprechen, da die Gesamtergiebigkeit des von jeder Schale umschlossenen Quellsystems von Null verschieden ist. Wollen wir die Schalen trotzdem als Begrenzung leitender Körper auffassen, so kommt dem Potentialflächenbild nur dann Realität zu, wenn wir uns beide durch einen isolierten Draht miteinander verbunden und dadurch auf das gleiche Potential gebracht denken. Dieser Fall hat natürlich keine praktische Bedeutung.

Die Stromlinien stehen auf den Potentialflächen senkrecht. In einer beliebigen Schnittebene lassen sie sich als orthogonale Trajektorien der berechneten Potentiallinien am besten graphisch ermitteln.

Gilt in der Gleichung für die Potentialfunktion das negative Vorzeichen, so finden sich unter allen auftretenden Stromlinien auch solche von vollkommen geschlossener und stetiger Form, die eine geschlossene, zur x -Achse symmetrische Rotationsschale bilden, die beide Quellpunkte umschlingt. Wir können uns den von der Schale eingeschlossenen Teil des Mediums durch einen Körper mit der Leitfähigkeit Null ersetzt denken, ohne daß das Stromlinienbild im Außenraume geändert wird, da durch die Schale kein Strom hindurchtritt. Je nach dem Abstand der Quellen, der diesmal jeden beliebigen Betrag haben kann, besitzt sie die ungefähre Gestalt eines mehr oder minder schlanken Rotationsellipsoids. Dieser Fall, der für die Hydro- und Aerodynamik von großer Wichtigkeit ist und zur Entwicklung der Quellsenkmethode geführt hat, ist wiederholt ausführlich behandelt worden. Eine Abbildung der Strömung, die man auf diese Weise erhält, findet sich bei M. Lagally im Handbuch der Physik*). Für geophysikalische Zwecke ist er aber von geringerer Bedeutung, da man dem Stromfeld eine günstigere Richtung geben wird, um die größtmöglichen Indikationen zu erhalten.

Für die besprochenen Körperformen haben wir die Potentialverteilung durch besonders einfache Ausdrücke beschrieben, die es gestatten, über die für geoelektrische Untersuchungen wichtigen Verhältnisse Klarheit zu gewinnen. Insbesondere lassen sich die Potentiallinienbilder konstruieren, die man über einer derartigen Einlagerung an der ebenen Erdoberfläche unter den gemachten Voraussetzungen erhalten wird. Da in diesem Falle das Medium durch eine Ebene begrenzt ist, sind die Verzerrungen, die man im Potentiallinienbild der entsprechenden Schnittebene im allseits unbegrenzten Medium erhalten würde, nach der Thomsonschen Spiegelungsmethode noch zu verdoppeln. Fig. 12b gibt ein Potentiallinienbild, wie man es über einen solchen, im homogenen isotropen Untergrund eingebetteten, gut leitenden Störungskörper an der Erdoberfläche erwarten kann, und zwar sind in der Potentialfunktion die Größen

*) Bd. 7, S. 40, Abb. 12.

und für $y \geq h$:

$$\varphi_4 = Ax \pm \frac{2\sigma_1}{\sigma_1 + \sigma_4} \frac{e}{\sigma_1} \left(\frac{1}{r'_1} - \frac{1}{r_1} \right),$$

wobei sich in Übereinstimmung mit den Bezeichnungen unserer früheren Arbeiten der Index 1 auf das Medium, das den Störungskörper aufnimmt, der Index 4 auf das völlig homogene Medium beziehen, und r_1 bzw. r'_1 die Abstände von den reellen Quellpunkten, r_2 bzw. r'_2 diejenigen von den virtuellen sind. Nähm

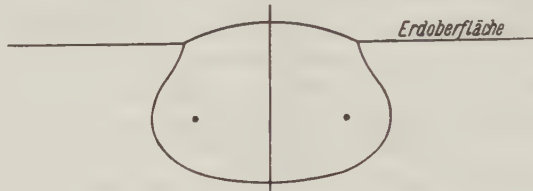


Fig. 13 a.

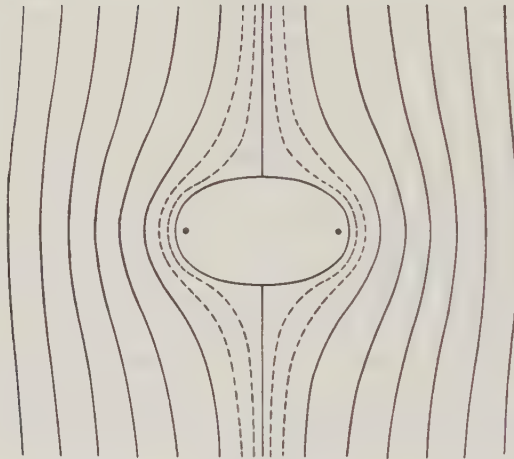


Fig. 13 b.

bei diesem Rechnungsverfahren die vorher kugelförmige Einlagerung schon eine von der idealen Kugel etwas abweichende Gestalt an, ein Umstand, den wir wegen seiner Geringfügigkeit außer acht gelassen hatten, so kann bei größerer Entfernung der Quellen voneinander diese Abweichung nicht mehr vernachlässigt werden. Sie fällt um so mehr ins Gewicht, je größer das Ver-

hältnis $\frac{\sigma_1}{\sigma_4}$ ist und je näher bei festgehaltenen e und A die Quellpunkte an die Trennungsebene heranrücken.

Auch die Symmetrie zur Verbindung der Quellpunkte geht verloren. Berechnen wir mit Hilfe dieser Gleichungen die Potentialverteilung um dieselben beiden Quellen, die wir den Fig. 12 a und b zugrunde

gelegt hatten, bei gleichem Abstand von der Trennungsebene und unter sonst gleichen Bedingungen, so erstreckt sich der Störungskörper, wie die Fig. 13 a zeigt, über die Trennungsebene hinaus in das nicht leitende Medium hinein. Das Potentiallinienbild in der Begrenzungsebene ist in der Fig. 13 b aufgezeichnet.

Die Möglichkeit, nicht nur die Anordnung der Quellen und ihre Ergiebigkeit zu variieren, sondern vor allem die Zahl der Quellen beliebig zu vermehren, verleiht der Quellsenkmethode eine große Vielseitigkeit. Der nächst einfache Fall, der mit dem behandelten in der gleichen Weise verwandt ist, wie der mit seiner Längsachse senkrecht im Stromfeld liegende, unendlich lange Kreiszylinder mit der Kugel, ist ein Störungskörper, der entsteht, wenn durch die bisherigen beiden Quellpunkte zwei Quellstrecken senkrecht zur Stromrichtung und parallel miteinander gelegt werden. Die Aufgabe kann dann als ein ebenes Problem behandelt werden. Fällt die z -Achse in die Richtung der Quellstrecken, so lautet die Potentialfunktion in der xy -Ebene

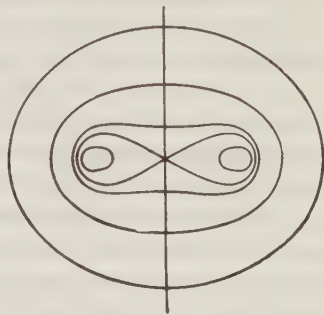


Fig. 14.

$$\varphi = Ax \pm 2 \frac{e}{\sigma} \ln \frac{r_1}{r_1} \equiv Ax \pm \frac{e}{\sigma} \cdot \ln \frac{\left(x + \frac{l}{2}\right)^2 + y^2}{\left(x - \frac{l}{2}\right)^2 + y^2}.$$

Die Kurven gleichen Potentials sind durch die Gleichung

$$x_0 - x = \pm \frac{e}{i_0} \ln \frac{\left(x - \frac{l}{2}\right)^2 + y^2}{\left(x + \frac{l}{2}\right)^2 + y^2}$$

gegeben. Setzt man $x_0 = 0$, $l = 2$ und berücksichtigt das positive Vorzeichen, so erhält man eine Schar von Kurven, von denen einige in der Fig. 14 wieder gegeben sind. Sie besitzen einen ähnlichen Charakter wie diejenigen der Fig. 11.

Die kleine Achse ist jetzt $a = \sqrt{l \left(\frac{2e}{i_0} - \frac{l}{4} \right)}$, während die große sich aus der

Gleichung $b = \frac{2e}{i_0} \ln \frac{b + \frac{l}{2}}{b - \frac{l}{2}}$ ergibt. Man erhält eine einzige Kurve, die beide

Quellen umschließt, wenn $l \leq \frac{8e}{i_0}$ ist. Berücksichtigt man das negative Vorzeichen, so bildet sich ein nicht leitender Störungskörper im Stromfeld aus. Die

genaue Gestalt der Stromlinien in einem solchen Falle zeigt eine Abbildung bei Lanchester*). Hat man es wieder mit zwei durch eine Ebene getrennten Medien verschiedener Leitfähigkeit zu tun, so gelten die entsprechenden Gleichungen

$$\varphi_1 = Ax \pm \frac{2e}{\sigma_1} \left(\ln \frac{r_1}{r_1'} + \frac{\sigma_1 - \sigma_4}{\sigma_1 + \sigma_4} \ln \frac{r_2}{r_2'} \right), \quad \varphi_4 = Ax \pm \frac{e}{\sigma_1} \cdot \frac{4\sigma_1}{\sigma_1 + \sigma_4} \ln \frac{r_1}{r_1'},$$

$$x_0 - x = \pm \frac{2e}{\sigma_1 A} \left(\ln \frac{r_1}{r_1'} + \frac{\sigma_1 - \sigma_4}{\sigma_1 + \sigma_4} \ln \frac{r_2}{r_2'} \right), \quad x_0 - x = \pm \frac{e}{\sigma_1 A} \cdot \frac{4\sigma_1}{\sigma_1 + \sigma_4} \ln \frac{r_1}{r_1'}.$$

Die durchschnittliche Stromdichte im Innern des gut leitenden, zur Längsachse symmetrischen Rotationskörpers ergibt sich auf folgende Weise. Unter den Stromlinien finden sich solche, die den Störungskörper gerade noch berühren, ohne in ihn einzudringen. Alle diese Linien bilden eine Stromröhre, die in ihrem engsten Teile durch den Störungskörper abgedrosselt wird, so daß alle Stromlinien im Innern dieser Röhre durch den Störungskörper hindurch müssen. Der gesamte Strom in der Röhre ergibt sich zu $Q_{\max} \cdot i_0$, wenn Q_{\max} ihr Querschnitt im Unendlichen ist. Dieselbe Strommenge passiert auch die engste Stelle der Röhre mit dem Querschnitt Q_{\min} , und ist hier $Q_{\min} \cdot \bar{i}$, wenn \bar{i} die durchschnittliche Stromdichte in der Mitte des Störungskörpers ist. Daraus ergibt sich die Beziehung

$$\bar{i} = \frac{Q_{\max}}{Q_{\min}} i_0.$$

Q_{\min} , das mit dem Querschnitt des Störungskörpers übereinstimmt, kann mittels der Beziehung $Q_{\min} = \pi \left[\sqrt{\left(\frac{e l}{i_0} \right)^2} - \left(\frac{l}{2} \right)^2 \right]$ berechnet werden. Q_{\max} wird am besten graphisch ermittelt. Zur Berechnung der Stromdichte im Innern des Störungskörpers mag es übrigens empfehlenswert sein, das ideale Rotationsellipsoid heranzuziehen, da in dessen Innern das Potential verhältnismäßig einfach und die Stromdichte homogen ist**).

Das Anwendungsgebiet der Quellsenkmethode reicht noch in einer anderen Richtung über den Rahmen derjenigen Probleme hinaus, die wir bisher zu lösen vermochten. War man bei den früheren Rechnungen immer gezwungen, der Berechnung der verzerrten Potentialflächenbilder ein an und für sich homogenes Stromfeld zugrunde zu legen, eine Annahme, die in Wirklichkeit nicht erfüllt ist, und zwar um so weniger, je kleiner der Elektrodenabstand ist und je näher die eine Elektrode an den Störungskörper heranrückt, so ist man bei dem Ersatz der Störungskörper durch Quellpunkte an diese Idealisierung nicht mehr gebunden. Es bietet keine Schwierigkeiten, das Potentialflächenbild, das durch Punkt- oder Linienelektroden mit endlichem Abstand erzeugt wird, für einzelne Fälle wenigstens mittels einfacher Gleichungen zu berechnen***). Wir

*) Aerodynamik 1, 87.

**) Vgl. die vorher zitierte Literatur hierüber.

***) Dies ist in einem Aufsatz näher ausgeführt, der in Kürze in Gerlands Beiträgen erscheinen wird.

können hierdurch den tatsächlich vorliegenden Verhältnissen in einem sehr wesentlichen Punkte gerecht werden. Dies ist besonders für diejenigen geoelektrischen Verfahren von großer Wichtigkeit, bei denen von vornherein bei der Erzeugung des Stromfeldes kein Wert darauf gelegt wird, ein möglichst homogenes Feld zu erhalten. Ein ausgesprochenes Beispiel hierfür ist ein von N. Gella ausgearbeitetes Verfahren, bei dem die äußere Spannung an zwei punktförmige Elektroden angelegt wird, die einen Abstand von nur etwa 100 m voneinander besitzen*). Hierher gehören weiterhin diejenigen Verfahren, bei denen zwei kreuzweise angeordnete punktförmige Elektrodenpaare zur Anwendung gelangen. Allen diesen bislang noch recht undurchsichtigen Verfahren kann mit Hilfe der Quellsenkmethode die für die Auswertung der Meßergebnisse erforderliche rechnerische Grundlage geschaffen werden.

Endlich ist es möglich, die bedeutsame Frage zu beantworten, bei welcher Elektrodenform und -anordnung die Indikationen eines Störungskörpers am ausgeprägtesten sind, ein Punkt, über den noch weitgehende Unklarheit herrscht. Es soll auch nicht unerwähnt bleiben, daß die Quellsenkmethode für die theoretische Behandlung der gravimetrischen und magnetischen Verfahren der angewandten Geophysik in ähnlicher Weise von Bedeutung sein kann, da es sich in diesen Gebieten ebenfalls um Potentialprobleme handelt**). Auf alle diese Punkte werden wir in späteren Arbeiten noch zum Teil ausführlich zurückkommen.

Berlin, den 26. Mai 1928.

Zum Uhrvergleich auf drahtlosem Wege nach der Koinzidenzhörmethode.

Von H. Mahnkopf.

Gegen die von Martin in Jahrg. 4, Heft 2 dieser Zeitschrift gegebene Methode werden Bedenken vorgebracht, und es wird die Genauigkeit der Registrierung von Funkzeitsignalen mit Hilfe des Chronographen untersucht.

Unter dieser Überschrift entwickelt Herr H. Martin in dieser Zeitschrift 4, 53 neue Methoden der Uhrvergleichung mit Hilfe von funktelegraphischen Koinzidenzsignalen. Der leitende Gedanke ist, die Schwierigkeiten, die der von Bäschlin***) und Rune†) benutzten Methode anhaften, zu umgehen.

*) R. Krahmann: Die Anwendbarkeit der geophysikalischen Lagerstättenuntersuchungsverfahren, insbesondere der elektrischen und magnetischen Methoden. Halle a. S. 1926, S. 9.

**) J. Koenigsberger: Über die Berechnung der Wirkungen von Einlagerungen auf natürliche und künstliche homogene Felder in der Erde. Gerl. Beiträge 18, 115—126 (1927).

***) Astron. Nachr. 219, 269 (1923).

†) Ebenda 227, 29 (1926).

In der Praxis hat sich das von den beiden genannten Geodäten angewandte Verfahren durchaus bewährt, auch bei den vom Geodätischen Institut zu Potsdam ausgeführten Längenbestimmungen. Dagegen scheint mir das neue Verfahren Bedenken zu erregen.

Inwieweit man bei der Auswertung der Beobachtungen von Koinzidenzsignalen die Fehlertheorie anwenden will, ist zu einem guten Teile gewiß Geschmackssache; die Erfahrung hat aber schon oft gezeigt, daß die Einschränkung der Fehlerrechnung über ein gewisses Maß hinaus die Sicherheit der Ergebnisse herabdrückt. — Herr Martin bezeichnet das Intervall zwischen zwei Koinzidenzsignalen mit $d = 0.977$ sec; dann ist $\varepsilon = 1 - d = 0.023$ sec. Wie er selbst angibt, schwankt die Gesamtlänge des Nauener Koinzidenzsignals an den einzelnen Tagen um ± 0.01 sec. (Oft treten noch größere Schwankungen auf, übrigens auch bei den Signalen anderer Stationen; es ist technisch sehr schwierig, vielleicht undurchführbar, eine wesentlich größere Konstanz zu erreichen.) Nun ruft eine Schwankung der Signallänge um ± 0.01 sec in ε eine Schwankung von etwa ± 0.00003 sec hervor, in der Uhrkorrektur, wenn diese ebenso wie auf den S. 55 bis 57 berechnet wird, eine Schwankung von ± 0.005 sec. Mithin wird allein schon durch das Rechenverfahren (Annahme, daß ε den konstanten Wert 0.023 sec hat) in das Ergebnis eine Unsicherheit getragen, die ebenso groß, ja, größer ist als der aus der Unsicherheit der Beobachtungen folgende Fehler der Uhrkorrektur, der in den Beispielen zu ± 0.005 bzw. ± 0.003 sec angegeben wird. Die Größe ε ist ebenso wie die gesuchte Uhrkorrektur eine Unbekannte, die in dem Problem steckt und die aus den Beobachtungen bestimmt werden muß, wenn man richtige Fehlergrenzen für die Uhrkorrektur angeben will. Wir haben hier also ein typisches Problem der Ausgleichsrechnung vor uns, und ohne eine entsprechende Fehlerrechnung wird es schwerlich möglich sein, sichere Fehlergrenzen anzugeben.

Vor allem aber ist es bedenklich, daß bei der (ersten) vorgeschlagenen Methode die Uhrkorrektur ganz von zwei Koinzidenzmomenten, oft sogar von einer einzigen Koinzidenz abhängt. Wir betrachten das Beispiel vom 7. September (S. 56). Wenn der Beobachter nicht ganz sicher ist, ob er bei 4 Min. 38 sec schon ein kurzes Knacken gehört hat oder nicht (und jeder Beobachter, der Hännis Methode anwendet, weiß, daß solche Zweifelfälle oft eintreten), so bedeutet diese kleine Ungewißheit schon eine sehr merkbliche Unsicherheit der Uhrkorrektur, denn für 4 Min. 38 sec würde sich nach Martin ergeben: $q = 0.703$ sec, $q' = 0.697 \pm 0.005$ sec, für 4 Min. 40 sec dagegen $q = 0.749$ sec, $q' = 0.708 \pm 0.005$ sec. Die angegebene Fehlergrenze von ± 0.005 sec würde dann also viel zu klein sein. Leider gibt es nun eine Reihe von Störungsquellen beim Funkempfang, gegen die man sich gerade beim Arbeiten im Gelände besonders schwer schützen kann und die es als gewagt erscheinen lassen, sich auf die einzelne Koinzidenz allzu sehr zu verlassen; genannt seien hier nur benachbarte Rundfunksender, Hochspannungsnetze, und vor allem luftelektrische Entladungen mit ihren knackenden Geräuschen, die teils die Signale

zudecken und damit zum Ausfall von Koinzidenzen führen, gelegentlich aber auch Signale direkt vortäuschen. Besonders in solchen Störungsfällen kann auf ein Ausgleichsverfahren, bei dem alle beobachteten Koinzidenzen bei der Berechnung der Uhrkorrektur in gleicher Weise mitsprechen, schwerlich verzichtet werden.

Wenn die Uhrkorrektur mit einem Fehler von ± 0.005 sec angegeben werden kann, so läßt sich der (tägliche) Uhgang keineswegs mit der gleichen Genauigkeit bestimmen, wie dies auf S. 56 angegeben wird; der Fehler des Ganges ist größer als der Fehler der Uhrkorrektur, weil jeder tägliche Gang sich als Differenz zweier Uhrkorrekturen ergibt.

Hier sei noch auf eine störende Unstimmigkeit hingewiesen, die wohl nur als Äußerlichkeit zu werten ist, jedoch das Verständnis der Formeln erschwert und bei mechanischer Anwendung der Formeln durch Ungeübte zu einem falschen Werte für die Uhrkorrektur führen kann: die Formeln auf S. 54 sind nur dann richtig, wenn die erste Koinzidenz mit Nr. 0, die zweite Koinzidenz mit Nr. 1 usw. bezeichnet wird, was zwar in den Beispielen (S. 55 bis 57) geschehen ist, sonst aber nirgendwo erwähnt wird. Wenn, wie es sein muß, der m -ten Koinzidenz auch die Ordnungszahl m zugesprochen werden soll, muß in den Formeln auf S. 54 überall (ausgenommen dort, wo m Index ist) m durch $m - 1$ ersetzt werden.

Ganz nebenbei sei noch bemerkt, daß man der Uhrkorrektur, hier mit q bzw. q' bezeichnet, sinngemäß und nach Übereinkunft sonst das entgegengesetzte Vorzeichen zu geben pflegt, entsprechend der Gleichung $u + \Delta u = Z$ (u = Uhrangabe, Δu = Uhrkorrektur, Z = richtige Zeit). Früher oft begangene Vorzeichenfehler und daraus folgende unrichtige Schlüsse zwingen dazu, auf Einheitlichkeit zu dringen.

Eine größere Genauigkeit als die erste gibt zweifellos die zweite Methode. Wenn nur das Auftauchen der Signale beobachtet wird (erste Methode), und wenn die Koinzidenzen nur auf ganze Sekunden angegeben werden, liegen die Fehler sämtlich in der gleichen Richtung. Das entgegengesetzte Vorzeichen haben die Fehler, wenn man das Verschwinden der Signale beobachtet. Dadurch, daß bei der zweiten Methode nun sowohl das Auftauchen als auch das Verschwinden der Signale berücksichtigt wird, heben sich die systematischen Fehler zum größten Teile heraus. — Übrigens kann man die Benutzung des Relais auch umgehen, indem man den Uhrkontakt, das Telephon und die Sekundärspule des Telephontransformators in Serie schaltet. Der Uhrkontakt wird am besten so eingestellt, daß er nur während eines kleinen Bruchteils der Sekunde geschlossen ist; nur während dieser Zeit sind dann die Signale hörbar. In dieser Form habe ich das Verfahren schon vor Jahren erprobt. — Diese zweite Methode möchte man dann für ideal halten, wenn erstens beim Auftauchen und beim Verschwinden der Signale Bruchteile der Sekunde geschätzt würden (wie beim Verfahren Bäschlins), und wenn zweitens die Länge der Funksignale stets genau bekannt wäre. Darin steckt nach meinen Er-

fahrungen aber die Schwierigkeit. Die Länge der „Punkt“-Signale ist an den verschiedenen Tagen nicht konstant; sie ändert sich bei den Nauener Signalen, stärker noch bei den Signalen anderer Stationen. Man würde sie oft bestimmen müssen, streng genommen sogar bei jeder Signalaufnahme. Darunter würde aber die Beobachtung der Koinzidenzen leiden. Außerdem bergen die Methoden, die man bei der Bestimmung der Signallänge, der Schlußzeiten von Kontakten usw. anzuwenden pflegt, oft Fehlerquellen in sich; bei den Registriermethoden wird z. B. oft nicht berücksichtigt, daß die Reaktionszeit der elektromagnetischen Teile der Registriereinrichtungen für Stromschluß und Stromöffnung gewöhnlich verschieden ist. — Auf festen Stationen würden alle diese Schwierigkeiten sich wohl noch überwinden lassen; wenn aber eine besondere Apparatur zur Bestimmung der Signallänge und der Öffnungszeit des Relais mit ins Feld genommen werden müßte, so würde das nicht nur als Unbequemlichkeit empfunden werden, sondern auch die Einfachheit der Methode würde verloren gehen.

Gegen Schluß der Arbeit behandelt Herr Martin in einigen Sätzen die Vorzüge der Hörmethode gegenüber dem nicht photographischen Registrierverfahren. Ohne der späteren ausführlichen Veröffentlichung von fast abgeschlossenen Untersuchungen über die Genauigkeit von Funksignalaufnahmen vorgreifen zu wollen, möchte ich hier auf diese Fragen, die für viele Interessenten wichtig sind, doch etwas näher eingehen.

Die von Herrn Martin erwähnten, bisher angestellten Versuche mit dem Glimmlichtrelais*) sind zur Beurteilung der Genauigkeit chronographischer Registrierung von Funkzeitsignalen nicht geeignet, da diese Versuche, wie in der zitierten Arbeit über das Glimmlichtrelais ausdrücklich betont wird, mit einer für solche Zwecke ungenügenden Registrierapparatur angestellt werden mußten.

In den monatlichen Berichten des Geodätischen Instituts zu Potsdam, die Herr Martin erwähnt, werden die Abgabezeiten des ersten und des letzten Strichsignals der Nauener Koinzidenzsignale angegeben, ferner eine Größe V , die den Unterschied zwischen dem mittleren (150.) Signal und dem Mittel aus dem ersten (0.) und letzten (300.) Signal bezeichnet. Bildet man die Monatsmittel V_m der V -Werte (wobei man für den hier benutzten Zeitraum von Oktober 1927 bis April 1928 für V_m in fünf Fällen — 0,006 sec, in einem Falle — 0,005 sec und in einem Falle — 0,007 sec erhält, also eine recht gute Konstanz von V_m) und betrachtet man die Abweichungen der einzelnen V -Werte von ihrem jeweiligen Monatsmittel als zufällige Fehler, so kann man unter Anwendung der einfachsten fehlertheoretischen Formeln leicht den von der chronographischen Registrierung herrührenden mittleren Fehler η eines Signalmoments (d. h. des Signalanfangs oder Signalendes) ableiten. Man erhält so $\eta = \pm 0.003$ sec. Dieser Betrag ist nun sicher noch zu groß, weil in den

*) Astron. Nachr. **230**, 272 (1927).

Abweichungen der einzelnen V -Werte von ihrem Monatsmittel nicht nur die Fehler der Signalaufnahme stecken, sondern auch noch gewisse kleine Fehler, die dem in Nauen befindlichen Signalgeber anhaften und die einfach daher rühren, daß der Wert von V nicht für alle Tage konstant ist. — Diese Art der Fehlerbestimmung wird hier nur deshalb erwähnt, weil das volle Material jedem Empfänger der Berichte des Geodätischen Instituts vorliegt. Einen exakten Wert für η erhält man nun leicht so, daß man die Signalregistrierungen von Nauen auf der 18 000 m-Welle mit denjenigen auf der 3100 m-Welle vergleicht, wiederum unter Anwendung einer der einfachsten Grundtatsachen der Fehlertheorie. Dabei ergab sich $\eta = \pm 0.002 \text{ sec}$ (rechnerisch $\eta = \pm 0.0023 \text{ sec}$). Daß dieser Wert für den mittleren Registrierfehler eines Signalmoments reell ist, ergibt sich aus den für die einzelnen Monate erhaltenen Beträgen:

1927, Okt.: $\eta = \pm 0.0027 \text{ sec}$,	1928, Febr.: $\eta = \pm 0.0018 \text{ sec}$,
Nov.: $= \pm 0.0025 \text{ "}$,	März: $= \pm 0.0022 \text{ "}$.
Dez.: $= \pm 0.0021 \text{ "}$,	April: $= \pm 0.0020 \text{ "}$.
1928, Jan.: $= \pm 0.0026 \text{ "}$.	

Jeder „Signalmoment“ beruht auf der Ablesung von 10 einzelnen Signalen; als mittlere Unsicherheit eines einzigen, mit dem Chronographen registrierten Signals ergibt sich mithin $\pm 0.007 \text{ sec}$, also weniger als $\pm 0.01 \text{ sec}$. Um Anfang und Ende einer Signalserie festzulegen, werden 20 einzelne Signale verwandt. Die Streifenablesung und die ganze Reduktion erfordert wenige Minuten und läßt sich im übrigen nach meiner Erfahrung schneller erledigen als die Reduktion einer mit dem Telephon durchgeführten Aufnahme.

Allerdings verfügen nun die meisten Stellen nicht über ebenso gute Registriereinrichtungen wie das Geodätische Institut, dessen Material unseren Angaben zugrunde liegt. Eine Apparatur, die eine entsprechende Genauigkeit liefert, ist beim jetzigen Stande der Funktelegraphie aber leicht und ohne große Kosten zu beschaffen; insbesondere leistet auch jeder moderne Chronograph in sachkundiger Hand bedeutend mehr, als vielfach angenommen wird.

Bisher ist nur von den Fehlern der Registrierung der Zeitsignale die Rede gewesen; es gibt aber auch noch Fehler, die den Zeitsignalen von Haus aus anhaften. Eine Bestimmung des Uhrganges mit einer Genauigkeit von einigen Tausendstelsekunden ist schon deshalb unmöglich, weil die durch die Signale übermittelten Zeitangaben selbst bei Verwendung von Signalkorrekturen um Beträge von höherer Größenordnung unsicher sind. Nach den Formeln auf S. 54 wird die Uhrkorrektur q auf den Anfang des ersten Signals bezogen; aber von den absoluten und relativen Fehlergrenzen der Abgabezeit dieses ersten Signals ist nirgendwo die Rede. Die Signalkorrekturen aller Stationen, die Signale aufnehmen und Korrekturen bestimmen, enthalten die unvermeidlichen Fehler der astronomischen Zeitbestimmungen, die Uhrgangsschwankungen der Präzisionspendeluhrn usw.; schon die Atmosphäre setzt einer weiteren Steigerung der Genauigkeit astronomischer Zeitbestimmung eine unüberwindliche Grenze. Es ist nicht möglich, an dieser Stelle auf die Grundlagen des

Funkzeitdienstes noch näher einzugehen; jedenfalls muß man immer damit rechnen, daß die von den besten Funksignal-Kontrollstationen angegebenen Signalkorrekturen und Abgabezeiten um mehrere Hundertstelsekunden unrichtig sind. Nun geht ja zwar nur ein Teil dieser Fehler in den Uhrgang ein, wenn die Uhrkorrektur durch tägliche Signalaufnahmen unter Verwendung von Signalkorrekturen abgeleitet wird — aber von einer Genauigkeit von wenigen Tausendstelsekunden für den täglichen Uhrgang kann keine Rede sein.

In besonderen Fällen kann man sich von den Fehlern, die den Zeitsignalen bzw. den dazu gegebenen Korrekturen anhaften, unabhängig machen, z. B. dann, wenn es nur auf relative Uhrgänge ankommt, also etwa dann, wenn der Unterschied der Schwerkraft an zwei verschiedenen Orten durch gleichzeitige Pendelbeobachtungen und unter Benutzung derselben Zeitsignale ermittelt wird. — Diesen besonderen Fall wird Herr Martin bei seinen Genauigkeitsbetrachtungen im Auge gehabt haben.

Durch die vorstehenden Ausführungen soll nun aber keineswegs Propaganda für die automatische Registrierung der Zeitsignale gemacht werden, sondern es sollte nur versucht werden, einige schon öfter aufgetauchte Unklarheiten und Irrtümer zu beseitigen. Die Beantwortung der Frage, ob automatische Registrierung oder telephonische Aufnahme von Signalen vorzuziehen ist, hängt gewöhnlich von vielen Faktoren ab, z. B. von dem Zwecke des betreffenden Unternehmens, von der Örtlichkeit (ob feste oder Feldstationen), von der Empfangsenergie der Signale, von der vorhandenen Apparatur, von der Schulung und Übung der Beobachter usw. Wenn eine gute Apparatur und genügend geübte und erfahrene Beobachter vorhanden sind, liefert die chronographische Registrierung gewöhnlich eine etwas größere Genauigkeit als die telephonische Aufnahme; aber nach meiner Erfahrung ist der Unterschied so klein, daß er für die Wahl der Methode nicht entscheidend sein kann. Meines Erachtens genügt die Aufnahme nach Gehör in allen Fällen. Es sei noch erwähnt, daß bei den Feldarbeiten des Geodätischen Instituts bislang mit bestem Erfolge stets nach der Hörmethode gearbeitet worden ist, während in Potsdam selbst (mit Ausnahme der gewöhnlich schwachen amerikanischen Signale) die chronographische Registrierung angewandt wird.

Potsdam, Geodätisches Institut, Juni 1928.

Berichtigung.

Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. IV, Heft 3, S. 153:

In den Formeln (A) und (B) lies in der Klammer $c_{\mathcal{Q}}$ und c_{\odot} statt $l_{\mathcal{Q}}$ und l_{\odot} .

B. Meyermann.

Zur Frage

nach der Ursache von lokalen gravimetrischen und erdmagnetischen Störungen und ihre wechselseitigen Beziehungen.

Von **H. Haalek.** — (Mit fünf Abbildungen.)

Es werden Diagramme entwickelt, mit deren Hilfe man die Wirkung beliebig gestalteter Dichteungleichheiten im Untergrund auf die zweiten Differentialquotienten des Schwerepotentials ermitteln kann. Die praktische Handhabung wird an einem Beispiel gezeigt und ihre Anwendung bei der Auswertung von Drehwaagemessbildern erörtert. Die theoretischen Beziehungen zu entsprechenden Diagrammen für lokale erdmagnetische Anomalien, sowie die Behandlung von einigen Beispielen der Praxis wird in den folgenden Aufsätzen behandelt.

I. Diagramme als Hilfsmittel für die Deutung von Drehwaagemessbildern.

Ist ein Gebiet, in welchem Schwereanomalien auftreten, hinreichend dicht mit Drehwaagemessungen überdeckt, so liegt die Aufgabe vor, rückwärts von der Wirkung auf die Ursache zu schließen, die Schwerestörungen also physikalisch-geologisch zu erklären. Auf die bekannte, auf einem fundamentalen Satze der Mathematik beruhende Tatsache der Vieldeutigkeit ist schon oft hingewiesen worden, ebenso darauf, daß diese durch die beschränkte Zahl der geologischen Möglichkeiten in dem betreffenden Untersuchungsgebiet erheblich eingeschränkt wird. Eine Mehrdeutigkeit ist in mehreren Beziehungen vorhanden, welche naturgemäß miteinander verknüpft und nicht scharf voneinander zu trennen sind:

1. in der Größe der Dichteunterschiede, welche die Schwerestörungen hervorrufen;
2. in der geometrisch räumlichen Lage der Dichteungleichheiten;
3. in der Zusammensetzung der Schwerestörungen, wenn mehrere Ursachen gleichzeitig — wie es in der Praxis der häufigere Fall ist — vorhanden sind;
4. in der stofflichen Beschaffenheit der Dichteungleichheiten.

Der letzte Punkt ist rein geologischer Art, aber auch die anderen Punkte sind nur unter Berücksichtigung der vorhandenen geologischen Möglichkeiten an Hand der mathematischen Analyse des Drehwaagemessbildes zu untersuchen, weil nur dadurch eine Einschränkung der unendlichen Vieldeutigkeit möglich ist. Freilich bleibt auch dann noch, mag die Einschränkung infolge der geologischen Verhältnisse auch noch so eng sein, eine Mehrdeutigkeit übrig, welche von mathematischem Standpunkt aus stets unendlich bleibt; doch nicht vom Standpunkt der geologisch-bergbaulichen Praxis aus. Und dieser letztere Stand-

Wirkung einer solchen von horizontalen und vertikalen Ebenen begrenzten Einlagerung von der Dichtedifferenz $\sigma - \sigma_0$ auf die Drehwaage im Punkt 0 ist*):

$$\frac{\partial^2 W}{\partial x \partial z} = 2 \kappa (\sigma - \sigma_0) \ln \frac{\varrho_2 \varrho_4}{\varrho_1 \varrho_3}, \dots \dots \dots (1)$$

$$\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} = 2 \kappa (\sigma - \sigma_0) (\varphi_4 - \varphi_3 - \varphi_1 + \varphi_2) \dots \dots (2)$$

$\frac{\partial^2 W}{\partial y^2}$, $\frac{\partial^2 W}{\partial x \partial y}$ und $\frac{\partial^2 W}{\partial y \partial z}$ sind gleich Null.

Setzen wir $\frac{x_2}{x_1} = k$, so lassen sich die Ausdrücke auf die Form bringen:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial x \partial z} = \kappa (\sigma - \sigma_0) \ln \frac{k^2 - (k^2 - 1) \sin^2 \varphi_1}{k^2 - (k^2 - 1) \sin^2 \varphi_4},$$

$$\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} = 2 \kappa (\sigma - \sigma_0) \left\{ \varphi_4 - \varphi_1 - \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\operatorname{tg} \varphi_4}{k} + \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\operatorname{tg} \varphi_1}{k} \right\},$$

φ_1 und φ_4 werden jetzt so gewählt, daß $\frac{\partial^2 W}{\partial x \partial z}$ und $\frac{\partial^2 W}{\partial x^2}$ konstant sind, und zwar setzen wir:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 W}{\partial x \partial z} = C = \kappa (\sigma - \sigma_0) \frac{\ln k^2}{p}.$$

Die einzelnen Werte φ_4 ergeben sich dann im ersten Falle zu:

$$\sin \varphi_4 = \sqrt{\frac{k^2}{k^2 - 1} \left(1 - \frac{1}{e^{\frac{1}{n \cdot \frac{\ln k^2}{p}}}} \right)},$$

im zweiten Falle aus:

$$\varphi_4 - \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\operatorname{tg} \varphi_4}{k} = n \frac{\ln k^2}{2p},$$

wobei man für n nacheinander die Zahlen 1, 2, 3 ... p einsetzt.

Für p wählen wir 25, k werde gleich $\sqrt[30]{10} = 1.07978$ gesetzt**). Dann ist, wenn $x_0 = 1$ gesetzt wird, $x_{30} = 10$. Da der Längenmaßstab beliebig ist, so können die Diagramme angewandt werden:

1. für die Entfernung 0 bis 10 m; Maßstab 1 $p = 1$ m,
 2. " " " 0 " 100 " ; " 1 $p = 10$ "
- usw. ***).

*) Die Formeln sind bereits von R. Eötvös abgeleitet worden: Bericht über die geodätischen Arbeiten in Ungarn. XV. Allgem. Konf. d. Internat. Erdmessung 1906, Budapest, S. 390.

**) Vgl. H. Haalck: Ein graphisches Verfahren für Drehwaagemessungen zur Berechnung der Geländewirkung und der Wirkung beliebig gestalteter Massenkörper. Zeitschr. f. Geophys. 4, 161—178, Heft 4 (1928).

***) Der Maßstab ist natürlich vollkommen beliebig.

Es bleibt noch übrig, die Diagrammeinteilung für den Bereich von + 1 bis — 1 vorzunehmen. Bis zur Tiefe 1 werde von einer genauen Einteilung abgesehen, da die einzelnen Felder zu klein werden würden. In horizontaler Richtung teilen wir den Bereich von 0 bis 1 ein:

a) für die Gradienten		b) für die Krümmungsgrößen	
$x_1 = 0$	$x_2 = 0.3$	$x_1 = 0$	$x_2 = 0.05$
$= 0.3$	$= 0.55$	$= 0.05$	$= 0.1$
$= 0.55$	$= 0.75$	$= 0.1$	$= 0.175$
$= 0.75$	$= 0.9$	$= 0.175$	$= 0.25$
$= 0.9$	$= 1$	$= 0.25$	$= 0.35$
		$= 0.35$	$= 0.45$
		$= 0.45$	$= 0.575$
		$= 0.575$	$= 0.7$
		$= 0.7$	$= 0.85$
		$= 0.85$	$= 1.1$

Die gesuchte Größe z_2 finden wir dann nach Gleichung (1) und (2) durch ein einfaches Annäherungsverfahren:

$$\ln \frac{(1 + x_2^2)(x_1^2 + z_2^2)}{(1 + x_1^2)(x_2^2 + z_2^2)} = n \cdot \frac{\ln k^2}{p},$$

$$\operatorname{arctg} \frac{z_2}{x_1} + \operatorname{arctg} \frac{1}{x_2} - \operatorname{arctg} \frac{z_2}{x_2} - \operatorname{arctg} \frac{1}{x_1} = n \frac{\ln k^2}{2p},$$

wobei für n der Reihe nach die Zahlen 1, 2, 3 ... einzusetzen sind.

Innerhalb des Bereiches von + 1 bis — 1 und der Tiefe 1 ist eine genaue Diagrammeinteilung nicht mehr möglich. Da der Längenmaßstab beliebig ist, geht man bei der praktischen Handhabung der Diagramme am zweckmäßigsten so vor, daß man den zu berechnenden Querschnitt auf einen solchen Maßstab bringt, daß man diesen Teil des Diagramms nicht mehr zu benutzen braucht. Eventuell kann man den zu berechnenden Querschnitt in einzelne Teile zerlegen, deren Maßstab man dann entsprechend wählt. Da aber eine solche Genauigkeit meistens nicht erforderlich ist, kann man im Interesse der Beschleunigung des Abzählverfahrens eine weniger feine Einteilung dieses Diagrammbereiches, welches nur ein Spiegelbild des ganzen Diagramms im verkleinerten (um das 10 fache) Maßstab darstellt, vornehmen. In den Diagrammen a und b ist ein Feld dieses Teiles von + 1 bis — 1 und bis zur Tiefe 1 gleich neun Feldern des übrigen Diagramms.

Die Diagramme a (Gradienten) und b (Krümmungsgrößen) sind in der beschriebenen Weise konstruiert. Jedes einzelne, innerhalb der Dichteungleichheit liegende Feld bedeutet also eine Einwirkung von

$$C = \kappa(\sigma - \sigma_0) \frac{\ln k^2}{p} = 0.40915(\sigma - \sigma_0) \text{ in Eötvös-Einheiten } (10^{-9} \text{ cgs})$$

auf die Drehwaage im Punkte G. Für das Vorzeichen gilt folgendes:

In Diagramm a sind die Felder auf der Seite der positiven x -Achse von der Linie GO positiv, auf der Seite der negativen x -Achse negativ zu rechnen.

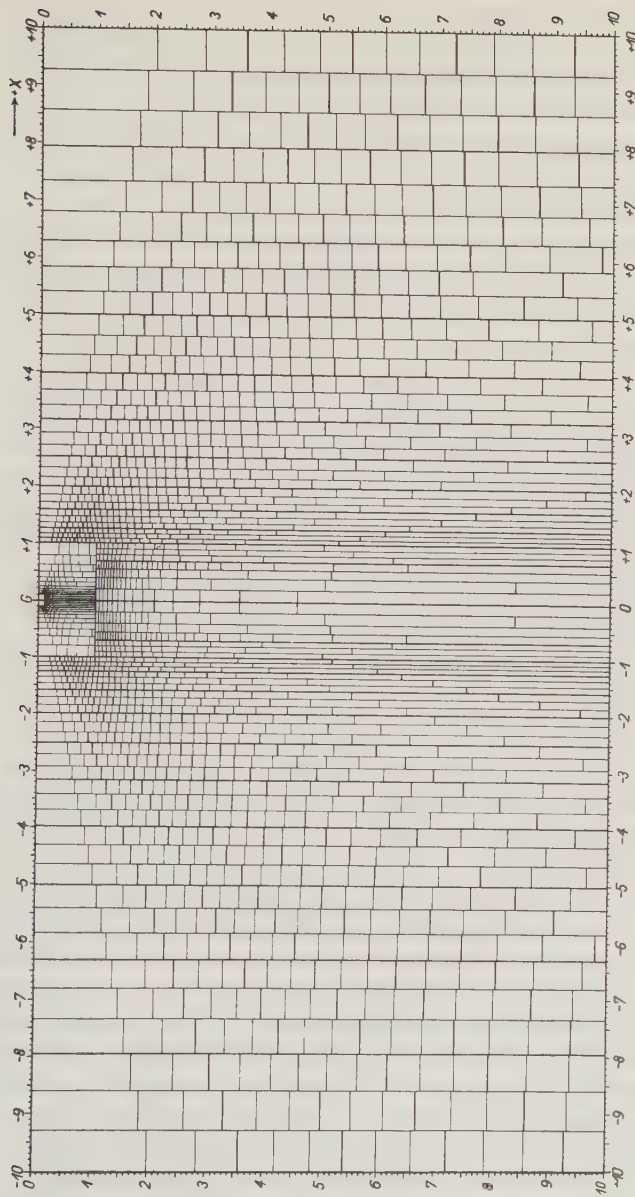


Diagramm a.

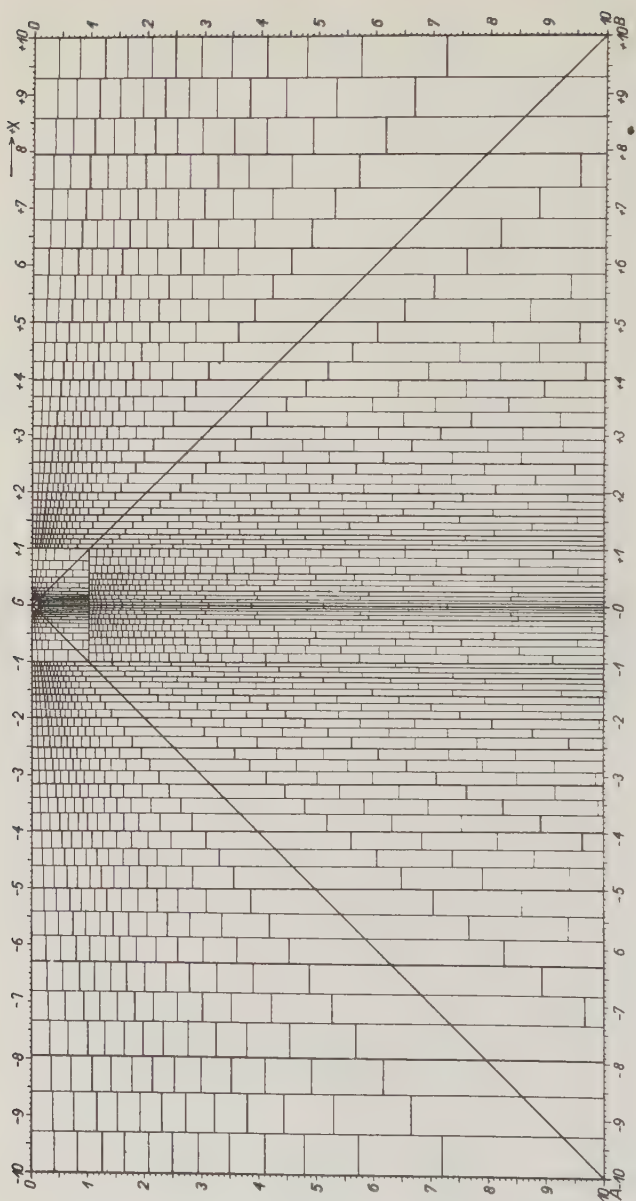


Diagramm b.

In Diagramm b sind die im Dreieck ABG enthaltenen Felder negativ, die außerhalb dieses Dreiecks befindlichen Felder positiv zu rechnen. Die von den Linien AG und BG begrenzten Felder sind Teilfelder von der Größe $C/4$.

Bei sehr genauen Abzählungen ist beim Abschätzen von Teilfeldern zu beachten, daß in folgenden Feldern die Wirkung nicht linear der Tiefe z_3 , sondern etwa proportional dem Quadrat bzw. umgekehrt proportional dem Quadrat von z_4 verläuft:

1. In Diagramm a die von der Horizontalen begrenzten Felder;
2. in Diagramm b die von den Linien AG und BG begrenzten Felder;
3. in beiden Diagrammen (aber in viel größerem Maße bei den Gradienten), die in dem Gebiet senkrecht unter G liegenden Felder in größerer Tiefe.

Praktisch ist diese Tatsache wegen der Genauigkeit, mit welcher die Diagramme eingeteilt sind, kaum irgendwie nachteilig.

Die Diagramme setzen voraus, daß die Dichteungleichheit, deren Einfluß auf die Drehwaagemessungen festgestellt werden soll, sich nach beiden Seiten senkrecht zur Blattebene bis ins Unendliche erstreckt. Das ist praktisch natürlich niemals der Fall. Es fragt sich daher, mit welcher Annäherung die Diagramme für Massenungleichheiten Anwendung finden können, deren Erstreckung senkrecht zur Blattebene begrenzt ist. Folgende Ausdrücke:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial x \partial z} = 3 \pi dm \frac{xz}{(x^2 + z^2 + y^2)^{5/2}},$$

$$\frac{\partial^3 W}{\partial x^3} = \pi dm \frac{2x^2 - z^2 - y^2}{(x^2 + y^2 + z^2)^{5/2}},$$

bedeuten den Einfluß des Massenteilchens dm auf die in Frage kommenden zweiten Differentialquotienten des Schwerepotentials im Koordinatenanfangspunkt. Sie zeigen, daß der Einfluß eines Massenteilchens mit wachsendem y zunächst langsam, dann aber sehr schnell abnimmt, doch in den Gradienten viel stärker als in den Krümmungsgrößen, so daß es praktisch keinen wesentlichen Unterschied bedeutet, ob die Masse sich senkrecht zur Blattebene bis ins Unendliche erstreckt oder nur bis um etwa das Mehrfache der Entfernung des Meßpunktes von der Masse. Voraussetzung ist nur, daß die Masse symmetrisch zur xz -Ebene liegt. Für die Krümmungsgrößen ist freilich der Unterschied schon beträchtlich, und bei der Anwendung des Diagramms b ist daher größere Vorsicht geboten. Das Ergebnis dieser Überlegung läßt sich auch praktisch an einem Beispiel zeigen, wenn man z. B. den Einfluß einer eingelagerten Kugel mit demjenigen eines entsprechend gelagerten, sich nach beiden Seiten ins Unendliche erstreckenden Zylinders vergleicht*). Während der Verlauf der Gradientenkurve in beiden Fällen im wesentlichen übereinstimmt, zeigt sich in

*) Vgl. K. Jung: a. a. O., siehe S. 3, S. 264 u. 267, S. 278—280.

deuten, ebenso in diesem besonderen Beispiel darauf, daß in horizontaler Richtung außerhalb der Zeichnung die Schichtung als gleichmäßig horizontal sich fortsetzend zu denken ist.

Fig. 4 gibt das Ergebnis der Auszählung in graphischer Form wieder:

- | | |
|------------------------|--|
| 1. die gestrichelte | Kurve bedeutet die Wirkung der Schicht von der Dichte σ_1 , |
| 2. " strich-punktierte | " " " " " " " " " " " " σ_2 , |
| 3. " punktierte | " " " " " " " " " " " " σ_3 , |
| 4. " ausgezogene | " stellt die Superposition der drei Teilwirkungen dar. |

Darunter ist mit vergrößertem Längenmaßstab für den Bereich von Punkt 8 bis Punkt 21 das Gradientenbild in der seit Eötvös allgemein üblichen Weise wiedergegeben (Gradienten in halbem Maßstab). Wie sich die Schwerestörung als Ursache der einzelnen Formationen zusammensetzt, kann man im einzelnen aus der Figur entnehmen.

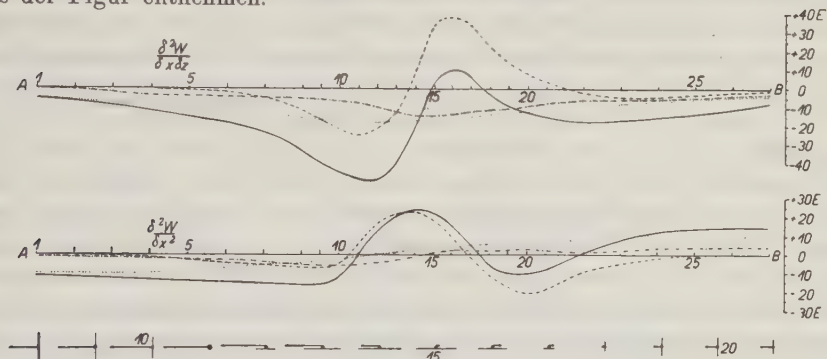


Fig. 4.

In der Praxis liegt nun die umgekehrte Aufgabe vor, wie sie auf S. 210 formuliert ist. Denken wir uns diese Aufgabe auf das entwickelte Beispiel angewandt, so ist natürlich eine derart genaue Analyse der gegebenen (ausgezogenen) Kurve nicht möglich. Doch könnte man, wenn nur die zusammengesetzte Kurve gegeben ist, einige wesentliche Aussagen machen:

1. Die Schwerestörung wird im wesentlichen von einer Antiklinale hervorgerufen, welche aus spezifisch leichteren Massen als das Nebengestein besteht.
2. Die Form der Störung läßt erkennen, daß noch andere, tiefer liegende Ursachen an dem Vorhandensein der Schwerestörung beteiligt sind.
3. Infolge des Zusammenwirkens von verschiedenen Ursachen fällt der Mittelpunkt der Schwerestörung nicht mit dem Umkehrpunkt der Gradienten, sondern etwa mit der Mitte zwischen den beiden Extremwerten der Gradienten zusammen; der Rand der Antiklinale fällt — wie im Falle des Alleinwirkens der Antiklinale — etwa mit den Extremwerten in den Gradienten zusammen.
4. Es lassen sich aus der Gradientenkurve Angaben machen über die Größenordnung der geringsten Tiefe der Antiklinale.

Die Analyse der Gradientenkurve und damit die Aufsuchung der verschiedenen Ursachen der Schwerestörung geschieht am geeignetsten auf folgende Weise: Ungefähr kann man schon aus der Art der Störung erkennen, auf welche verschiedene Weisen eine Zusammensetzung möglich ist. Die verschiedenen Zusammensetzungsmöglichkeiten werden dann jede für sich betrachtet. Da man ungefähr die einer einfachen geometrischen Form der Dichteungleichheit entsprechende Schwerestörung kennt, so nimmt man zunächst eine ungefähre Form an, bestimmt die Größe des Einflusses für $\frac{\partial^2 W}{\partial x \partial z}$ an den wesentlichsten

Punkten mit Hilfe des Diagramms a und ändert die angenommene Form der Dichteungleichheit dann so, bis sie der analysierten Kurve entspricht. Auf diese Weise muß man die möglichen Formen, welche natürlich den allgemeinen geologischen Verhältnissen des Untersuchungsgebietes entsprechen müssen, einzeln untersuchen. In dem behandelten Beispiel würde man z. B. aus der ausgezogenen

Kurve für $\frac{\partial^2 W}{\partial x \partial z}$ in Fig. 4 schon ohne weiteres als erste und wesentlichste Möglichkeit erkennen: Die Schwerestörung wird außer durch die Antiklinale noch verursacht durch eine gehobene Scholle, deren Rand ungefähr mit der Mitte der Antiklinale zusammenfällt. Besteht sie aus leichterem Gestein, so erstreckt sie sich in Richtung nach der Seite B; in anderem Falle nach der Seite A; aus geologischen Gründen ist natürlich das letztere sehr viel wahrscheinlicher. Dieses beschriebene Verfahren zur Untersuchung der einzelnen Deutungsmöglichkeiten ist, da das Auszählen der Diagramme sehr schnell vor sich geht, sehr praktisch. Der Querschnitt durch das Drehwaagemessbild, welchen man der Analyse zugrunde legt, wird am besten so gelegt, daß die Massen symmetrisch zu dieser Ebene liegen, die Gradienten in ihr also möglichst mit dieser Richtung zusammenfallen.

Außer in besonderen Einzelfällen genügt es, wenn man sich auf die Gradientenkurve beschränkt. Zwar ist in theoretischen Beispielen, wie z. B. in dem behandelten Falle, die Kurve der Krümmungsgröße $\frac{\partial^2 W}{\partial x^2}$ vollkommen der

Gradientenkurve $\frac{\partial^2 W}{\partial x \partial z}$ gleichwertig. In den praktischen Fällen ist es aber nicht der Fall. Den Krümmungsgrößen haftet zunächst infolge der Geländekorrekturen eine Unsicherheit an, welche sehr viel größer ist als diejenige bei den Gradienten*). Dazu kommt, daß in dem Falle, wenn die Dichteungleichheiten sich nicht bis in große Entfernungen senkrecht zu beiden Seiten der Querschnittebene erstrecken, das Diagramm b $\left(\frac{\partial^2 W}{\partial x^2}\right)$ bedeutend unzutreffender ist, während es auf die Anwendbarkeit des Diagramms a $\left(\frac{\partial^2 W}{\partial x \partial z}\right)$ keinen großen

*) Vgl. H. Haalck: a. a. O., siehe S. 5.

Einfluß hat (vgl. S. 215). Es ist daher bei der Anwendung des Diagramms b auf praktische Beispiele Vorsicht geboten.

Für die Vorprüfung einer Aufgabe der praktischen Geophysik, d. h. also, soll die Frage erörtert werden, ob für eine Aufgabe der praktischen Geologie oder des Bergbaues die Drehwaagemethode günstige Aussichten für eine Lösung bietet oder nicht, sind die konstruierten Diagramme sehr geeignet. Man zeichnet die möglichen Massenanordnungen, wie sie in günstigen oder in weniger günstigen Fällen den geologischen Verhältnissen entsprechen können, in dem richtigen Maßstab auf und behandelt dann ein solches hypothetisches Profil wie das auf S. 215 ff. behandelte Beispiel, wobei natürlich eine Beschränkung auf die wesentlichsten Punkte genügt. Man kann dann sehr schnell beurteilen, wie groß die Gradienten sind, welche vorkommen können, und wie groß der Punktabstand bei den Messungen etwa sein muß. Die Unsicherheit, welche durch die Gelände-verhältnisse bedingt ist, läßt sich abschätzen*); und man erhält auf diese Weise recht sichere Anhaltspunkte dafür, ob die Drehwaagemethode für die vorliegende Aufgabe Aussicht auf Entscheidung bietet oder nicht.

Gemeinschaftliche Arbeit zwischen Seismologen und Baufachmann zur Verringerung von Erdbebenschäden.

Von Reg.-Baumeister a. D. Dr.-Ing. **Rudolf Briske**, Berlin. — (Mit 11 Abbildungen.)

Die weitaus meisten Erdbebenschäden an Bauwerken sind auf ungeeignete Bauweisen zurückzuführen, die die wagerechten Erdbebenerschütterungen nicht aushalten. Eine einwandfreie statische Berechnung und Durchbildung der Bauten auf Grund der mutmaßlich größten wagerechten Erdbebenbeschleunigung ist in den meisten Fällen möglich. Enge Zusammenarbeit zwischen Seismologen und Baufachmann ist notwendig, einerseits zur Festsetzung der in die statischen Berechnungen einzuführenden seismologischen Grundlagen, andererseits zur allgemeinen Planung der Bauanlagen im Hinblick auf die durch die Bodengestaltung bedingte Erdbebengefahr.

1. Die Feststellung des Erschütterungsgrades. Die schweren Erdbebenschäden, die die Balkanländer in den letzten Monaten heimgesucht haben, rufen erneut die Frage wach, wie weit menschliches Können imstande ist, derartige Schäden zu verringern.

Bisher sind die Grundbegriffe der Erdbebenkunde noch verhältnismäßig wenig in weitere Kreise gedrungen. Nicht nur in Laien-, auch vielfach in Ingenieurkreisen begegnet man der Anschauung, daß Erdbeben nun einmal höhere Gewalt seien, denen alles, was in der Gefahrzone liegt, zum Opfer fallen muß. Man ist bei dieser Auffassung zu sehr beeinflusst von Schilderungen ver-

*) Vgl. H. Haalck: a. a. O., siehe S. 5.

heerender Erdbeben, bei denen ganze Häuser in Erdspalten verschlungen, die Felsmassen steiler Abhänge mit ganzen Dörfern darauf zusammengestürzt sind; man vergißt jedoch, daß derartig schwere Veränderungen der Erdoberfläche, gegen die freilich menschliches Können machtlos ist, doch nur einen geringen Teil der Zerstörungen verursachen. Bei dem schwersten Erdbebenunglück, das in geschichtlicher Zeit bekannt geworden ist, demjenigen vom 1. September 1923 in Mitteljapan, wurden 250 000 Gebäude vernichtet oder schwer beschädigt. Dabei trafen die wenigen überhaupt beobachteten Erdspalten keine Gebäude; durch einstürzende Steilhänge wurden nur ein Ortsteil von Yokohama und einige Gebirgsdörfer vernichtet; die weitaus größten Opfer waren lediglich auf mangelhafte Seitensteifigkeit der Bauwerke gegenüber den bei den Erdbeben auftretenden seitlichen Erschütterungen zurückzuführen.

Es kommt also vor allem darauf an, in Erdbebengebieten die mutmaßliche Größe dieser Erschütterungen bei künftigen Erdbeben festzustellen. Die senkrechten Erschütterungen sind dabei gegenüber den wagerechten Erschütterungen von geringerer Bedeutung; da die Stoßrichtung der Erdbeben meist unter spitzem Winkel zur Erdoberfläche erfolgt, sind die senkrechten Stoßbeschleunigungen meist erheblich geringer als die wagerechten. Die senkrechten Erschütterungen lösen also meist nur geringe Zusatzbeanspruchungen zu den durch Eigengewicht und Nutzlast ohnehin vorhandenen Beanspruchungen aus, ohne daß die Bauwerke hierdurch gefährdet werden.

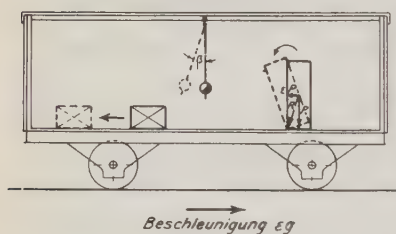


Fig. 1. Veranschaulichung der Erschütterung an den Bewegungen der Gegenstände bei einem hin- und hergerüttelten Fahrzeug.

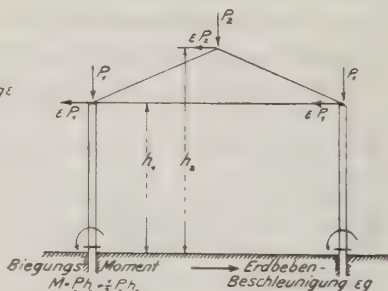
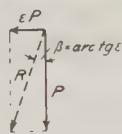


Fig. 2. Statische Wirkung der durch die wagerechte Erdbebenerschütterung hervorgerufenen Zusatzkraft.

Zerstörend wirken dagegen häufig die wagerechten Erschütterungen, denen die in erdbebenfreien Ländern üblichen Bauweisen meist nicht gewachsen sind. Die rüttelnde Bewegung des Erdbodens löst bei größeren Erdbeben gleiche Erscheinungen aus, wie sie etwa beim Rangieren eines Eisenbahnwagens zu beobachten sind. (Fig. 1: Ausschlag eines Pendels, Gleiten und Umkippen von Gegenständen infolge der rüttelnden Bewegung des Fahrzeuges.)

Zur rechnerischen Erfassung des in Fig. 1 dargelegten Bewegungsvorganges ist es notwendig, die Verhältniszahl zwischen der Beschleunigung des Fahr-

zeuges εg und der Schwerebeschleunigung g zu kennen. Bei sinngemäßer Anwendung auf die Erdbebenerschütterungen stellt ε das als Erschütterungsgrad zu bezeichnende Verhältnis der wagerechten Erdbebenbeschleunigung εg zur Schwerebeschleunigung g dar. In den statischen Berechnungen ist der Erschütterungsgrad durch Einführung wagerechter Zusatzkräfte P zu berücksichtigen, die zu den senkrechten Kräften P hinzutreten (Fig. 2).

Der Erschütterungsgrad eines Erdbebens läßt sich auf Grund der Seismogramme rechnerisch bestimmen. Zahlenbeispiel hierzu:

Erdbebenperiode	$T = 1.35 \text{ sec}$
GröÙte wagerechte Amplitude des Erdbebens	$A = 150 \text{ mm}$
GröÙte wagerechte Beschleunigung (unter Voraussetzung sinusförmiger Schwingungen)	$\alpha = A \cdot \frac{4\pi^2}{T^2} = 3250 \text{ mm/sec}^2$
Erschütterungsgrad	$\varepsilon = \frac{3250}{g} = \frac{3250}{9810} = \text{rd. } \frac{1}{3}$

Die Ziffern des Zahlenbeispiels entsprechen annähernd denjenigen des Erdbebens vom 1. September 1923 in Yokohama. Die StöÙe, deren wagerechte Beschleunigungen rund $\frac{1}{3}$ der Schwerebeschleunigung betrugen, bewirkten Zerstörungen gröÙten Umfanges. Die Festsetzung des den statischen Berechnungen zugrunde zu legenden Erschütterungsgrades, unter Berücksichtigung der heftigsten beobachteten Erdbeben, sowie eines nach der Bedeutung des Bauwerkes festzusetzenden zusätzlichen SicherheitsmaÙes, ist also eine der wesentlichsten Gemeinschaftsaufgaben zwischen Seismologen und Bauingenieur.

Für Tokio zeigt Fig. 3*) die Schwere der Erdbebenerschütterung bei dem großen Erdbeben in Japan in den verschiedenen Stadtteilen. Der Erschütterungsgrad wurde durch Vergleich der Seismogramme mehrerer an verschiedenen Beobachtungsstellen gemessener Erdbeben mit dem im seismologischen Observatorium der Universität Tokio aufgezeichneten Seismogramm des Erdbebens vom 1. September 1923 ermittelt. Der Vergleich dieses Erschütterungsplanes mit einem geologischen Plan zeigt, in wieviel stärkerem Maße die



Fig. 3. Die Verschiedenheit des Erschütterungsgrades innerhalb des Stadtgebietes von Tokio.

*) Entnommen aus Imamura, Untersuchungen über das Erdbeben vom 1. September 1923 in SO-Japan, Imperial earthquake investigation Committee, Tokio 1924.

weicheren Alluvialschichten erschüttert wurden als die geologisch alten, aus festem Diluviallehm bestehenden Gebietsteile. Wenngleich derartige Darstellungen keinen Anspruch auf unbedingte Genauigkeit erheben können, sind sie doch von unschätzbarem Wert für den ausführenden Ingenieur. Sie geben die Größe des Erschütterungsgrades an, den der Bauingenieur, um sicher genug zu bauen, genau so in seinen statischen Berechnungen einführen muß, wie etwa Winddruck und Schneelast.

Einheitliche behördliche Bestimmungen bezüglich der Erdbebensicherheit in Ergänzung sonstiger baupolizeilicher Bestimmungen sind zweckmäßig. Muster-gültig sind in dieser Hinsicht die ministeriellen Vorschriften für Neubauten von Straßenbrücken in Tokio. Die Vorschriften schreiben, da es sich bei den Brücken überwiegend um weicheren alluvialen, oft erst in geologisch jüngster Zeit abgelagerten Boden handelt, die Einführung der verhältnismäßig hohen wagerechten Erdbebenbeschleunigung von $\frac{1}{8}$ der Schwerebeschleunigung, $3,27 \text{ m/sec}^2$, vor, bei gleichzeitiger Berücksichtigung einer Vermehrung oder Verminderung der Schwerkraft selbst um $\frac{1}{6}$ ihres Wertes. Im Hinblick auf die Seltenheit des Erdbebenfalles dürfen die ohne Rücksicht auf das Erdbeben zulässigen Beanspruchungen der Baustoffe dabei um 50 Proz. überschritten werden. Ähnliche Bestimmungen empfehlen sich auch für Hochbauten.

Die folgenden Beispiele zeigen die Bewährung der einzelnen Bauweisen bei schweren Erdbeben und damit die Bedeutung der Kenntnis des Erschütterungsgrades, um die Bauweise zu wählen und im einzelnen durchzukonstruieren. Bemerkt sei, daß oft auch rückwärts aus den Zerstörungserscheinungen der Erschütterungsgrad ziemlich genau hergeleitet werden kann, der Seismologe also durch den Bauingenieur wertvolle Aufschlüsse über die Verbreitung eines Erdbebens erhalten kann*).

2. Die Bewährung der verschiedenen Bauweisen in Erdbebengebieten.

Die Holzbauweise (Fig. 4, Tafel I). Die Holzbauweise ist für Bauten in Erdbebengebieten geeignet, sofern ein Dreiecksverband — nach Art der in Europa üblichen Holzfachbauweise — die Aufnahme der horizontalen Erschütterungen sichert. Eigenartigerweise widerspricht gerade im Erdbebenlande Japan die dort von altersher eingeführte Holzbauweise dieser Vorbedingung. Bei ihr ruht ein schweres Dach auf einem leichten Holzunterbau, der nur aus Pfosten und Riegeln, ohne Verstrebung, besteht. Infolgedessen ist die Anzahl zerstörter Wohnhäuser bei Erdbeben in Japan stets besonders groß.

Die Steinbauweise (Fig. 5, Tafel I). Die Steinbauweise, sei es in Ziegel- oder Bruchsteinmauerwerk, ist für Erdbebenländer ungeeignet. Der im Hochbau übliche Mauerwerksverband reicht gegen die wagerechten Erschütterungen nicht aus. Nur kräftige Gewölbe sind als widerstandsfähig anzusehen, ergeben

*) Ausführlichere Angaben über statische Berechnung und Konstruktion erdbebensicherer Bauwerke enthält die Arbeit des Verfassers: „Die Erdbebensicherheit von Bauwerken“. Verlag Wilhelm Ernst & Sohn, Berlin 1927.

aber dermaßen kostspielige Konstruktionen, daß man besser von Konstruktionen in Mauerwerk in Erdbebengebieten ganz absieht. Als Ersatz für massive Gebäude kommen Eisenkonstruktion mit Fachwerkausmauerung oder Eisenbetonkonstruktion in Frage.

Die Eisenbauweise (Fig. 6, Tafel I). Eiserner Fachwerkkonstruktionen sind sehr widerstandsfähig gegen Erdbeben, sofern den wagerechten Erschütterungen durch ausreichende Verstrebung oder hinreichend kräftige rahmenartige Konstruktion der Säulen Rechnung getragen wird. Die vielfach übliche Anordnung schlanker eiserner Säulen, die gerade zur Aufnahme senkrechter Kräfte reichen, mit Ausfachung in leichtem Ziegelmauerwerk hat sich nicht bewährt. Bei derartigen Gebäuden war bei starken Erdbeben durchweg, infolge übermäßiger Verbiegung der eisernen Säulen, in den am meisten beanspruchten Untergeschossen das Mauerwerk schwer beschädigt oder ganz herausgedrückt.

Die Eisenbetonbauweise (Fig. 7, Tafel II). Die Eisenbetonbauweise ist besonders geeignet für Erdbebengebiete, da die Tragkonstruktion, bei rahmenartiger Verbindung von Säulen und Balken, sich ohne nennenswerten Mehraufwand tragfähig gegenüber den auftretenden wagerechten Kräften konstruieren läßt. Während derartige Rahmenkonstruktionen sich bei dem großen Erdbeben in Japan 1923 vorzüglich bewährt haben, wurden Eisenbetonbauten, die nach der sogenannten Skelettbauweise lediglich für die Aufnahme senkrechter Kräfte konstruiert sind, vielfach schwer beschädigt oder gänzlich zerstört, indem die durch die wagerechten Zusatzkräfte am meisten beanspruchten Säulenköpfe zermalmt wurden.

Schornsteine (Fig. 8, Tafel I). Während ganze Gebäude im allgemeinen nur von größeren Erdbeben mit entsprechend hohen wagerechten Zusatzkräften zerstört werden, kann bei sehr schlanken Türmen und namentlich bei Schornsteinen auch schon bei kleineren Erdbeben eine Zerstörung eintreten. Derartig schlanke Bauwerke haben verhältnismäßig große Eigenschwungsperioden von einer Sekunde und mehr, so daß infolge Zusammenfallens der Eigenschwungsperioden des Bauwerkes mit der Schwingungsperiode des Erdbebens eine Resonanzwirkung eintreten kann, die die anfänglich kleineren Ausschläge immer mehr vergrößert und schließlich zur Zerstörung führt. Der Schwingungsvorgang erklärt die auffällige Erscheinung, daß Schornsteine meistens nicht am Fuße, sondern etwa im unteren Drittel brechen (Fig. 8, Tafel I). Hier kommt es also — im Gegensatz zu den meisten übrigen Aufgaben der Erdbebenstatik — nicht nur auf Kenntnis der mutmaßlichen Erdbebenbeschleunigung, sondern auch auf Kenntnis der Periode zu erwartender Erdbeben an.

Gründung von Bauwerken (Fig. 9, Tafel II). Die Gründung der Bauwerke erfordert besondere Sorgfalt ebenfalls im Hinblick auf die wagerechten Erschütterungen. Nach Möglichkeit ist eine durchgehende Verbindung der einzelnen Fundamente erwünscht. Besonders bei schlechtem Baugrund besteht bei Anwendung der üblichen Gründungsweisen die Gefahr, daß wohl die Übertragung senkrechter Kraft, nicht aber der wagerechten Zusatzkräfte hinreichend

gesichert ist. Auf diese Weise sind zahlreiche Brückenbauten durch unzureichende Gründung zerstört worden (Fig. 9, Tafel II).

Erdbauten (Fig. 10, Tafel II). Besonders gefährdet sind Erdbauten aller Art infolge Zusammensturzes der Böschungen, denn die rüttelnde Bewegung des Erdbodens flacht den Böschungswinkel ab. Lockerung von Eisenbahndämmen und Entgleisungen von Zügen, Verschüttung von Bahneinschnitten und Bahneinschnitten an steilen Berghängen sind die Folge. Notwendig sind sehr flache Böschungen oder Stütz- und Futtermauern, die aber entsprechend dem erhöhten Erddruck viel kräftiger sein müssen als in erdbebenfreien Ländern. Gut bewährt haben sich dagegen allenthalben die Tunnelbauten, deren Gewölbekonstruktion den wagerechten Erschütterungen ohne weiteres standhält.

3. Aufstellung städtischer Bebauungspläne und allgemeine Planung von Ingenieurbauten. Die bisherigen Betrachtungen stellten die Tätigkeit des Konstruktionsingenieurs in den Vordergrund, dem die Aufgabe gestellt wird, in einem bestimmten Gebiet einen erdbebensicheren Bau zu errichten, und der dazu die Elemente der Berechnung auf Erdbebensicherheit braucht, vor allem den Grad der wagerechten Erschütterung, in Ausnahmefällen auch denjenigen der senkrechten Erschütterung und die Erdbebenperiode. Ebenso wichtig ist die Gemeinschaftsarbeit zwischen Seismologen und Ingenieur, wenn es sich um die Planung größerer Anlagen handelt, bei denen auch die Lage des Baues erst festzustellen ist.

Diese Forderung gilt im besonderen für Aufstellung städtischer Bebauungspläne. Pläne der Erdbebenerschütterung, wie der bereits dargestellte Plan von Tokio (Fig. 3), zeigen dem Baufachmann, welche Gebiete sich im Hinblick auf die Erdbebengefahr für die Bebauung eignen. Für Tokio ist es, vom Standpunkt der Erdbebensicherheit gesehen, wünschenswert, daß die Stadt sich im wesentlichen nach den diluvialen Hochflächen nördlich, westlich und südwestlich der Stadt hin ausdehnt, wo die erdbebensicheren Häuser mit sehr viel geringeren Mitteln herstellbar sind als in dem weitaus schwerer gefährdeten östlichen, im Alluvialgebiet liegenden Stadtteil. Besonders wichtig ist die Beurteilung der Gefahr des Zusammenbruches steiler Abhänge und der Spaltenbildung; steile Hänge mit lockeren Gesteinsmassen dürfen nicht bebaut werden (vgl. Fig. 11, Tafel II, Zerstörung eines Gebirgsdorfes in Japan).

Auch im Eisenbahnbau, dessen Schwierigkeiten in gebirgigem Gelände mit Erdbebengefahr bereits erwähnt sind, ist eine Zusammenarbeit zwischen Seismologen und Baufachmann von Anfang an schon bei Festlegung der Linienführung notwendig. Die Gesteinsbeschaffenheit spielt, wenn die Bahn an steilen Hängen entlang führt, in Erdbebenländern eine noch viel größere Rolle als in erdbebenfreien Ländern. Im Hinblick auf die Erdbebengefahr kann eine vielleicht teurere Linie, die dem Laufe der Täler folgt und stellenweise durch Tunnelbauten ins Erdinnere verlegt wird, der scheinbar wirtschaftlichsten Linienführung am Steilhange entlang vorzuziehen sein.



Fig. 4. Zerstörung eines hölzernen Tempels durch Erdbeben vom 1. September 1923 in Tokio. Zusammenbruch des Unterbaues bei unversehrt dach.



Fig. 6. Palasthotel Tokio: im zweiten Stockwerk ist infolge der waghochten Erdbebenschrüttung das ganze Füllmauerwerk herausgeplatzt, die eisernen Säulen sind bis zu 30 cm verbogen, um das entsprechende Maß hat sich der in sich unversehrt gebliebene Teil des Gebäudes gegen den unteren Teil verschoben. Das eine Stunde nach dem Erdbeben aufgenommene Bild zeigt im Hintergrund das brennende Kaiserliche Theater.



Fig. 5. Bruchsteinmauerwerk in Nablu (Palästina) nach dem Erdbeben im Juli 1927.



Fig. 8. Zerstörung eines Eisenbetonschornsteins in Yokohama 1923 (Erdbebenperiode 1,35 sec).



Fig. 7. Yokohama, Fifteenth Bank: Zerstörung an den Köpfen von Eisenbetonsäulen infolge unzureichender Seitensteifigkeit der Skelettbauweise.



Fig. 9. Gefährdung einer Brücke infolge unzureichender Seitensteifigkeit der Brunnengründung gegen die Erdbenerschütterung.



Fig. 10. Zerstörung einer Bahnstrecke am steilen Hange im Hakone-Bergland, Japan 1923.



Fig. 11. Zerstörung eines Gehirgsdorfes im Hakone-Bergland, Japan 1923.

Besondere Vorsicht ist bei wasserbaulichen Aufgaben geboten. Auch hier muß der Bauingenieur den Grad der Erdbebengefahr kennen, um beispielsweise Hochwasserdeiche besonders zu sichern, da bei der gewöhnlichen Deichkonstruktion die Gefahr der Lockerung durch Erdbeben und Zerstörung durch nachfolgendes Hochwasser besteht. Die Auswahl des Platzes von Talsperren für Wasserkraftanlagen und Wasserversorgung bedarf bei ihrer Planung unbedingt der Mitarbeit eines auch seismologisch geschulten Geologen, im Hinblick auf die bei Bruch des Bauwerkes unabsehbar schweren Folgen. Auch die Veränderung der Geländeoberfläche durch ungleichmäßige Hebung und Senkung ist in Betracht zu ziehen, da beispielsweise städtische Kanalisationsbauten, Kanäle und Niederdruck-Wasserkraftanlagen schon durch verhältnismäßig kleine Höhenänderungen des Geländes wesentlich gestört werden können. Eine wichtige Frage, besonders für die Wasserversorgung, ist auch die Gefahr der Verstopfung und Neubildung von Quelladern. Verwerfungsspalten bilden eine große Gefahr für Röhren aller Art. Namentlich bei Zuleitungsröhren für die Wasserversorgung ist die Bruchgefahr infolge Verwerfung mittelbar von schwersten Folgen, da die Bekämpfung der fast mit jedem großen Erdbeben verbundenen Schadenfeuer im wesentlichen von einwandfreier Wasserversorgung abhängt.

Kurz zusammengefaßt muß in Erdbebenländern auf allen Gebieten des Baufaches, von der ersten Planung bis zur konstruktiven Durcharbeitung, Zusammenarbeit zwischen Seismologen und Baufachmann zur Feststellung der notwendigen Sicherheitsmaßnahmen gefordert werden.

Feldapparat zur Registrierung von Zeitzeichen.

Von **R. Köhler**, Potsdam *). — (Mit einer Abbildung.)

Im folgenden wird die photographische Aufzeichnung von Zeitzeichen auf einen bewegten Film beschrieben. Die Sekundenmarken wurden aus 170 km auf Welle $\lambda = 1090$ m mit 0.8 kW gesandt. Zu diesem Zwecke wurde die unten beschriebene Feldapparat konstruiert, deren Transport und Handhabung sehr einfach ist. An ein Vierröhrengerät (1 Hochfrequenz-, 1 Audion- und 2 Niederfrequenzröhren) wird ein kräftiges Lautsprechermagnetsystem angeschlossen. Die Schwingungen der Membran werden durch einen Stift auf eine schmale Blattfeder übertragen — Eigenton der Feder 300 bis 400 Per./sec —, die einen Spiegel trägt, dessen Bewegungen in der üblichen Weise mit einem Lichtschreiber registriert werden. Die ankommenden ungedämpften hochfrequenten Schwingungen, die nicht ohne weiteres hörbar und registrierbar sind

*) Die vorliegende kleine Arbeit ist aus den experimentellen seismischen Untersuchungen erwachsen, die im Geodätischen Institut in Potsdam unter Leitung von Professor Angenheister mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft durchgeführt werden.

überlagert man in bekannter Weise durch Rückkoppelung mit einer Eigenschwingung der Audionröhre, die mit der ankommenden nahezu übereinstimmt. Bringt man den so entstehenden hörbaren Differenzton mit dem Eigenton der Blattfeder in Resonanz, so spricht das Lautsprecherrelais scharf und mit kräftigem Ausschlag an.

Die Figur gibt einen Ausschnitt aus einem solchen Film wieder. Das Zeitzeichen kann im Original, wo $32 \text{ mm} = 1 \text{ Sekunde}$ sind, auf $\pm 0.1 \text{ mm}$ abgelesen werden. Ein Aufschaukeln ist nicht feststellbar, Anfang und Ende der Bewegung sind scharf abgegrenzt. Die Ausschläge (3 mm) sind für die photographische Registrierung absichtlich klein gehalten. 10 mm bei 50 cm Registrierabstand wurden bequem erreicht. Die Papiergeschwindigkeit wird durch ein Metronom, das in Abständen von 0.49 Sekunden , und durch ein mit einem Chronometer verbundenes gewöhnliches elektromagnetisches Relais, das jede Sekunde eine Glühlampe abblendet, genügend genau kontrolliert. Etwaige Unregelmäßigkeiten liegen innerhalb der Ablesegenauigkeit von $\pm 0.1 \text{ mm}$. Verzögerungen im Lautsprecher sind höchstens von der Größenordnung der halben



Fig. 1.

Eigenschwingung der Blattfeder, können also vernachlässigt werden. Ein bestimmter Punkt der seismischen Kurve läßt sich daher mit einer Genauigkeit von $\pm 0.2 \text{ mm} = \pm 0.006^s$ auf ein bestimmtes Zeitzeichen beziehen. Bei größerer Papiergeschwindigkeit, ferner in Fällen, wo über viele Einzelbeobachtungen gemittelt werden kann, etwa beim Vergleich von zwei Systemen von Zeitzeichen, lassen sich erheblich günstigere Resultate erzielen.

Ein Telegraphiesender, dessen Frequenz von der des Zeitzeichensenders höchstens um 1 Kilohertz verschieden war, wurde gleichzeitig im Lautsprecherrelais gehört, aber nur unscharf aufgezeichnet, da sein Differenzton nicht mit dem Eigenton der Blattfeder übereinstimmte. Wie die Fig. 1 zeigt, stört er die Ablesbarkeit in keiner Weise, ein Beweis für die hohe Selektivität der Apparatur.

Das Relais eignet sich vorzüglich dazu, ein beliebiges Telegramm eines Senders, den man in den Lautsprecher bekommt, an zwei verschiedenen Stationen aufzuzeichnen und ermöglicht dadurch eine auf 0.006^s genaue relative Zeitmarkierung. Will man absolute Zeiten haben, so läßt man das betreffende Telegramm an einer Zeitdienststation neben die Aufzeichnungen einer genauen Uhr schreiben. Bei Versuchen dieser Art in Potsdam wurden auch bei $\lambda = 25 \text{ m}$ durchaus scharfe Aufzeichnungen erzielt.

Potsdam, Geodätisches Institut, 10. August 1928.

Über die Schmidtsche Methode der Bestimmung der Parameter von Stabmagneten.

Von R. Bock. — (Mit neun Abbildungen.)

Allgemein wird die sogenannte Ablenkungsfunktion, also die Größe, die die Polabstände von Stab und Nadel, sowie deren Parameter höherer Ordnung zusammenfaßt, durch Ablenkungen aus zwei Entfernungen in erster Lamontscher Hauptlage bestimmt. Da die hierbei sich ergebenden zwei Gleichungen neben $\frac{M}{H}$ nur eine weitere Unbekannte liefern, hat man durch gewisse Annahmen, z. B. gleiches Verhältnis von Polabstand und Länge bei Stab und Nadel und dementsprechende Wahl der geometrischen Ausmaße, die Glieder der höheren Ordnung möglichst zum Verschwinden zu bringen. Es ist auch nicht von Belang, die Anteile zu kennen, die Stab und Nadel einzeln in der neben $\frac{M}{H}$ auftretenden zweiten Unbekannten haben, da sie in ihrem Gesamtwert allein maßgebend ist und die laufenden Messungen stets mit demselben Magnet ausgeführt werden. Anders dagegen ist es, wenn die Bestimmung der Parameter eines bestimmten Magnets Zweck einer Untersuchung sein soll. Hierfür hat Ad. Schmidt*) vor mehr als 20 Jahren ein Verfahren angegeben, das neben seiner Bedeutung für physikalische Untersuchungen in der Lage ist, die Grundlagen der Messungen der Horizontalintensität erheblich zu verbessern. Er wies darauf hin, daß es viel zweckmäßiger sei, statt der Ablenkungen aus verschiedenen Entfernungen die gegenseitige Winkellage von Stab und Nadel in ein und derselben Entfernung zu variieren.

Hierbei läßt sich nämlich die Zahl der gegenseitigen Lagen und somit auch die Anzahl der Gleichungen und der zu bestimmenden Parameter prinzipiell beliebig erhöhen, was bei dem Lamontschen Verfahren zwecklos ist. Erst vor kurzem wurde, nachdem im Jahre 1907 einer der Potsdamer Theodoliten behelfsmäßig hierfür ausgerüstet war, nach den Angaben von Ad. Schmidt ein eigens hierfür eingerichteter Theodolit von den Askaniawerken A.-G., Berlin-Friedenau, hergestellt, von dem nun schon mehrere an verschiedene ausländische Observatorien geliefert sind. Die theoretischen Grundlagen setzt Ad. Schmidt**), spezialisiert für den vorliegenden Fall, im Anhang des Tätigkeitsberichts des Preuß. Meteorol. Inst. 1926 auseinander; die nähere Beschreibung des Instruments sowie ein Beispiel für die praktische Verwendung werden an anderer Stelle***) gegeben. Es genügt also, hier nur auf das Prinzipielle hinzuweisen.

*) Ad. Schmidt: Berl. Ber., Phys.-Math. Kl. 1907, S. 307.

**) Derselbe: Ber. üb. d. Tätigk. d. Preuß. Meteorol. Inst. i. m. Jahre 1926, S. 42—58.

***) R. Bock: Zeitschr. f. Instrumentenkunde 48, 1—14, 1928.

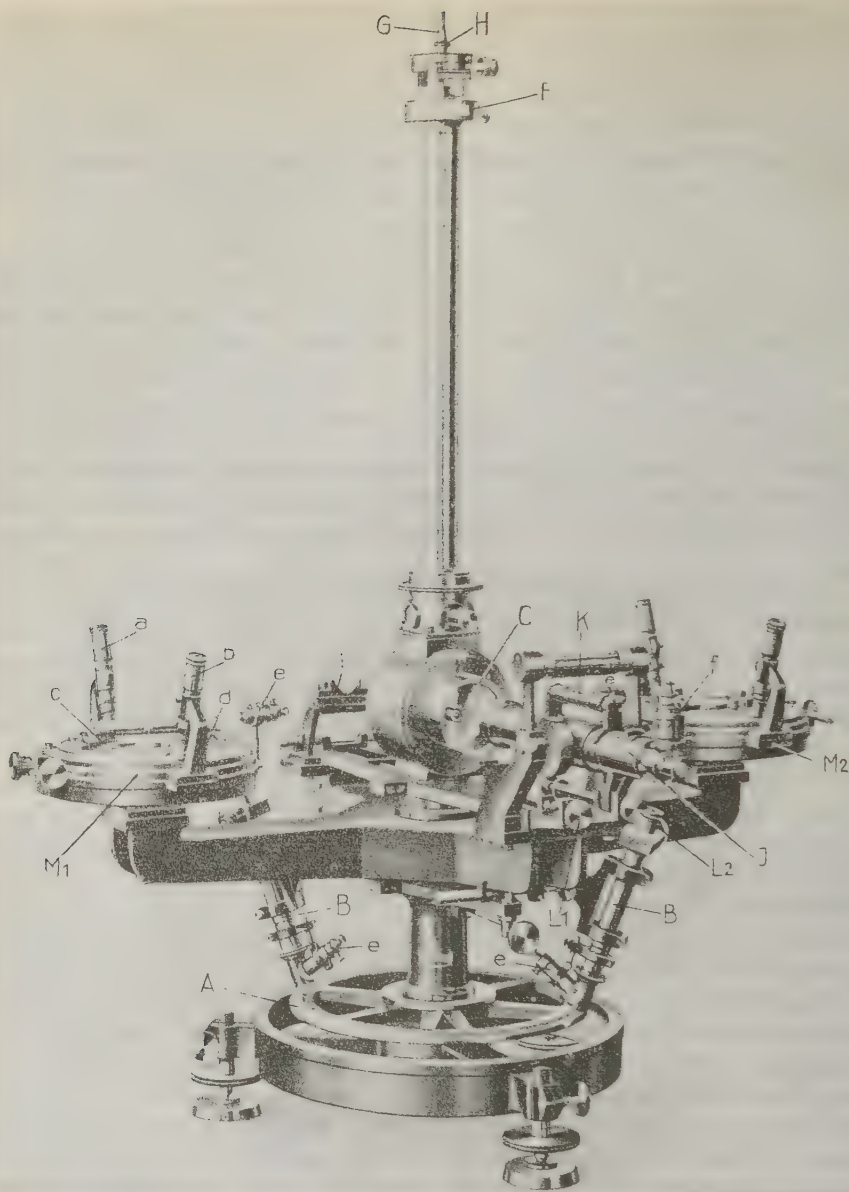


Fig. 1.

Erläuterungen zu Fig. 1, 2, 3, 4, 7.

A Hauptteilkreis; *B* Ablesemikroskope; *C* Magnetgehäuse; *D* Arretierungsvorrichtung; *E* azimutale Feinverstellung; *F* Schlitten zum Verschieben der Nadelaufhängung in zwei zueinander senkrechten Richtungen. *GH* Vorrichtung zum Heben und Senken der Nadel; *I* umlegbares Fernrohr mit unempfindlicher Libelle *K* und den Feinschrauben *L*₁ und *L*₂ zur Höhenverstellung; *M*₁ und *M*₂ Magnetdrehlager mit Ablesemikroskopen *a* und *b* und den Anschlägen *c* und *d* für die Magnete; *e* Beleuchtungslampen für die Mikroskope, *f* für das Fernrohr; *h* Welle und *i* Nute zum Auflegen des Normalstabes zur Messung der Entfernung der Drehlagermittelpunkte; *g*₁ und *g*₂ Teilungen auf dem Normalstab; *k* Teilung auf den unmagnetischen Stäben von der Größe der Magnetstäbe.

Um den Stab gegenüber der Nadel in jede Winkellage bringen zu können, sind die bei den üblichen Theodoliten vorhandenen Ablenkungsschienen durch zwei Drehlager ersetzt, deren Mittelpunkte sich in der festen Entfernung von 30.00 cm von der Nadeldrehachse befinden. Die Anordnung ist aus Fig. 1, 2, 3, 4 und den dazugehörigen Fußnoten ersichtlich. Das neueste Modell besitzt außerdem einen großen Teilkreis, auf dem mittels Mikroskopen die Einstellung des Torsionskopfes auf 0.1' genau abgelesen werden kann.

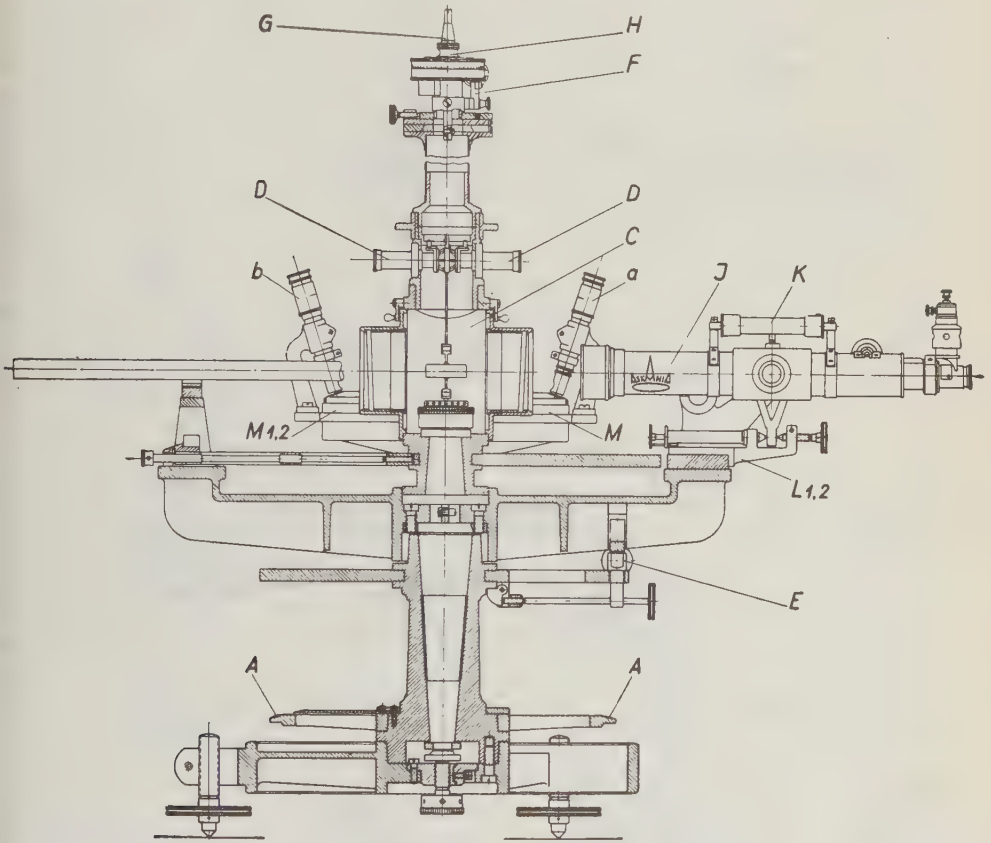


Fig. 2.

Nach dem Vorschlag von Ad. Schmidt lassen sich drei verschiedene Beobachtungsverfahren anwenden, die eine scharfe gegenseitige Kontrolle gestatten. Alle drei ergeben außer dem Quotienten $\frac{M}{H}$ die Polabstände von Stab und Nadel und, entsprechend der Zahl der gewählten Einstellungen, beliebig viele der höheren Glieder. Fig. 5 gibt schematisch eine beliebige Stellung von Stab und Nadel wieder, nach der im folgenden die Bezeichnungen gewählt werden.

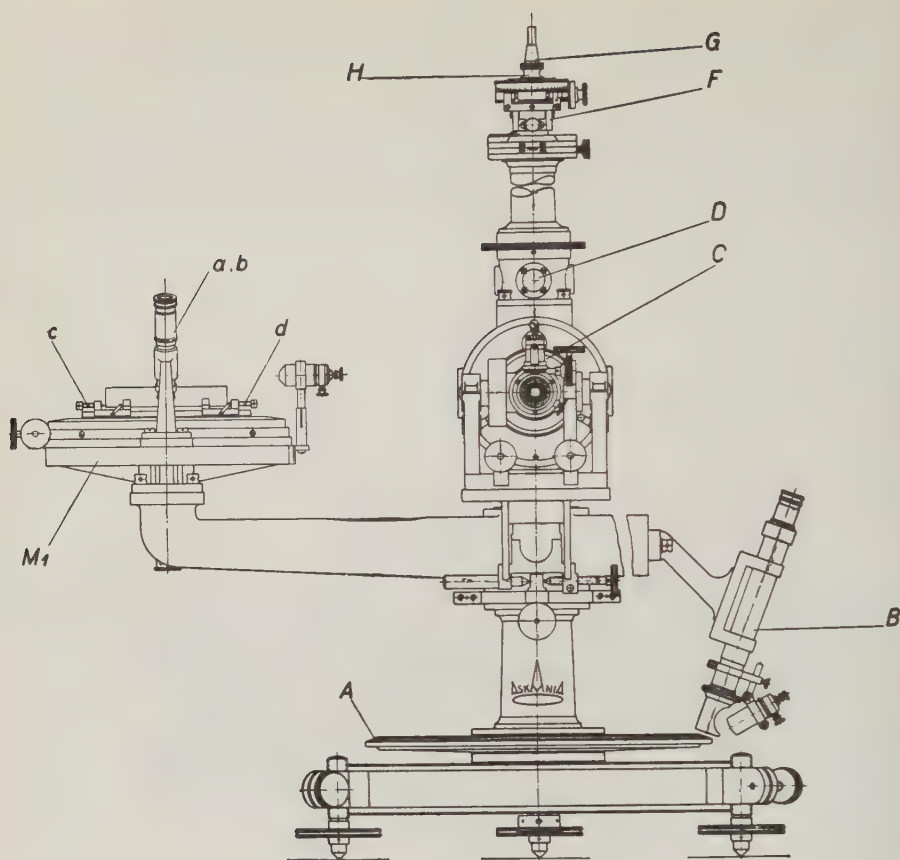


Fig. 3.

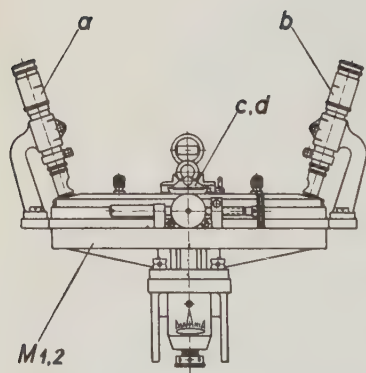


Fig. 4.

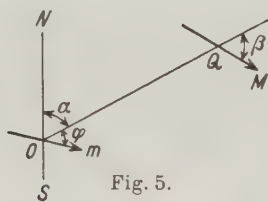


Fig. 5.

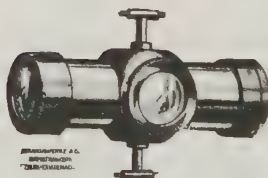


Fig. 6.

In der Praxis entsteht eine Vereinfachung dadurch, daß der Winkel φ in dieser Figur nur 0° , 90° , 180° oder 270° betragen kann. Als Nadel wird zweckmäßig ein Magnet mit vier Spiegeln (Fig. 6) verwendet. Für $\varphi = 90$ und 270° benutzt man die an den Polen, für $\varphi = 0$ und 180° die an den Seiten befindlichen Spiegel.

Endzweck ist die Darstellung der Abhängigkeit des Winkels α (also für $\varphi = 90^\circ$ des Komplements des Ablenkungswinkels) von β . Aus der allgemeinen Formel für das gegenseitige Potential zweier Magnete in Abhängigkeit von der Entfernung und den gegenseitigen Winkeln*) (hier φ und β) ergibt sich durch Differentiation nach φ das von M auf m ausgeübte Drehmoment. Hieraus entstehen durch Berücksichtigung der festen Werte des Winkels φ die Gebrauchsformeln.

Das erste der drei Verfahren besteht darin, daß die torsionslose Stellung der Nadel aufgesucht, also der Winkel α bestimmt wird. Für die vier verschiedenen Werte des Winkels φ ergibt sich

$$\begin{aligned}\varphi = 0^\circ, \quad \sin \alpha &= \frac{M}{He^3} \Phi_0, \\ \varphi = 90^\circ, \quad \cos \alpha &= \frac{M}{He^3} \Phi_1, \\ \varphi = 180^\circ, \quad \sin \alpha &= \frac{M}{He^3} (-\Phi_0), \\ \varphi = 270^\circ, \quad \cos \alpha &= \frac{M}{He^3} (-\Phi_1).\end{aligned}$$

Bei der zweiten Methode wird die Nadel durch Torsion in derselben Lage gehalten, und zwar so, daß α entweder gleich 0 oder 90° ist. Dann ist,

$$\begin{aligned}\text{wenn } \alpha = 0^\circ, \quad \varphi = 0^\circ, \quad -\partial \tau &= \frac{M}{He^3} \Phi_0, \\ \varphi = 90^\circ, \quad 1 - \partial \tau &= \frac{M}{He^3} \Phi_1, \\ \varphi = 180^\circ, \quad -\partial \tau &= \frac{M}{He^3} (-\Phi_0), \\ \varphi = 270^\circ, \quad 1 - \partial \tau &= \frac{M}{He^3} (-\Phi_1), \\ \hline \text{wenn } \alpha = 90^\circ, \quad \varphi = 0^\circ, \quad 1 - \partial \tau &= \frac{M}{He^3} \Phi_0, \\ \varphi = 90^\circ, \quad -\partial \tau &= \frac{M}{He^3} \Phi_1, \\ \varphi = 180^\circ, \quad 1 - \partial \tau &= \frac{M}{He^3} (-\Phi_0), \\ \varphi = 270^\circ, \quad -\partial \tau &= \frac{M}{He^3} (-\Phi_1),\end{aligned}$$

*) Ad. Schmidt: Terr. Magn. and Atm. El. XVII, p. 220, 1912.

worin ϑ das auf bekannte Art zu ermittelnde Torsionsverhältnis und τ der zu bestimmende Winkel ist, um den die Suspension gegen die Nadel gedreht ist.

Die dritte Art läßt den Stab im Raume stets dieselbe Richtung innehaben; der Vorteil liegt darin, daß die durch das Erdfeld erzeugte Induktion für jedes β denselben Wert hat. Es wird also die Stellung gesucht, bei der $\alpha = -\beta$ oder $\alpha = 90^\circ - \beta$ ist, so daß M im magnetischen Meridian oder senkrecht zu ihm bleibt. Es wird der Torsionswinkel τ aufgesucht, bei dem φ einen der vier Werte hat. Dann ist:

$$\begin{array}{ll} \alpha = -\beta, & \varphi = 0^\circ, \quad -\sin \beta - \vartheta \tau = \frac{M}{He^3} \Phi_0, \\ & \varphi = 90^\circ, \quad \cos \beta - \vartheta \tau = \frac{M}{He^3} \Phi_1, \\ & \varphi = 180^\circ, \quad -\sin \beta - \vartheta \tau = \frac{M}{He^3} (-\Phi_0), \\ & \varphi = 270^\circ, \quad \cos \beta - \vartheta \tau = \frac{M}{He^3} (-\Phi_1), \\ \alpha = 90 - \beta, & \varphi = 0^\circ, \quad \cos \beta - \vartheta \tau = \frac{M}{H_8} \Phi_0, \\ & \varphi = 90^\circ, \quad \sin \beta - \vartheta \tau = \frac{M}{He^3} \Phi_1, \\ & \varphi = 180^\circ, \quad \cos \beta - \vartheta \tau = \frac{M}{He^3} (-\Phi_0), \\ & \varphi = 270^\circ, \quad \sin \beta - \vartheta \tau = \frac{M}{He^3} (-\Phi_1). \end{array}$$

In diesen Formeln ist

$$\begin{aligned} \Phi_0 &= -\sin \beta \left(1 + \frac{3}{8} B' + 6 b' + \frac{15}{64} B'' + \frac{45}{8} B' b' + 16 b'' \right) \\ &\quad - \sin 3 \beta \left(\frac{15}{8} B' + \frac{105}{128} B'' + \frac{225}{8} B' b' \right) \\ &\quad - \sin 5 \beta \frac{315}{128} B', \\ \Phi_1 &= -\cos \beta \left(2 + \frac{3}{2} B' - 6 b' + \frac{45}{32} B'' - \frac{45}{8} B' b' + \frac{45}{4} b'' \right) \\ &\quad - \cos 3 \beta \left(\frac{5}{2} B' - \frac{105}{64} B'' - \frac{195}{8} B' b' \right) \\ &\quad - \cos 5 \beta \frac{189}{64} B'', \end{aligned}$$

worin

$$\begin{aligned} B' &= C' e^{-2} = d^2 e^{-2}, \\ B'' &= C' e^{-4}, \end{aligned}$$

(bei einem schematischen Magnet $B'' = d^4 e^{-4}$) mit d als dem halben Polabstand, b' und b'' die analogen Größen der Nadel sind. Wählt man für β alle ganzen Vielfachen von 30° , so erhält man 12 Stellungen, aus denen außer $\frac{M}{He^3}$ noch zwei Unbekannte, also B' und B'' ermittelt werden können. Um auch b' und b'' zu erhalten, müssen entweder Stab und Nadel vertauscht — dieses

dürfte jedoch meist nicht möglich sein — oder für einen anderen Wert von φ die Meßreihe wiederholt werden.

Die erhaltenen Werte werden in eine Fouriersche Reihe entwickelt; es sind dann die Koeffizienten der einzelnen Glieder gleich den Klammerausdrücken bei den entsprechenden Funktionen von $n\beta$; hierbei werden die Koeffizienten aller geraden Glieder und einerseits aller \cos , andererseits aller \sin , wenn auch nicht gerade Null, so doch sehr klein. Diese Koeffizienten können zur Berechnung des Winkels zwischen der magnetischen und geometrischen Achse sowie der Exzentrizität des magnetischen Mittelpunktes herangezogen werden.

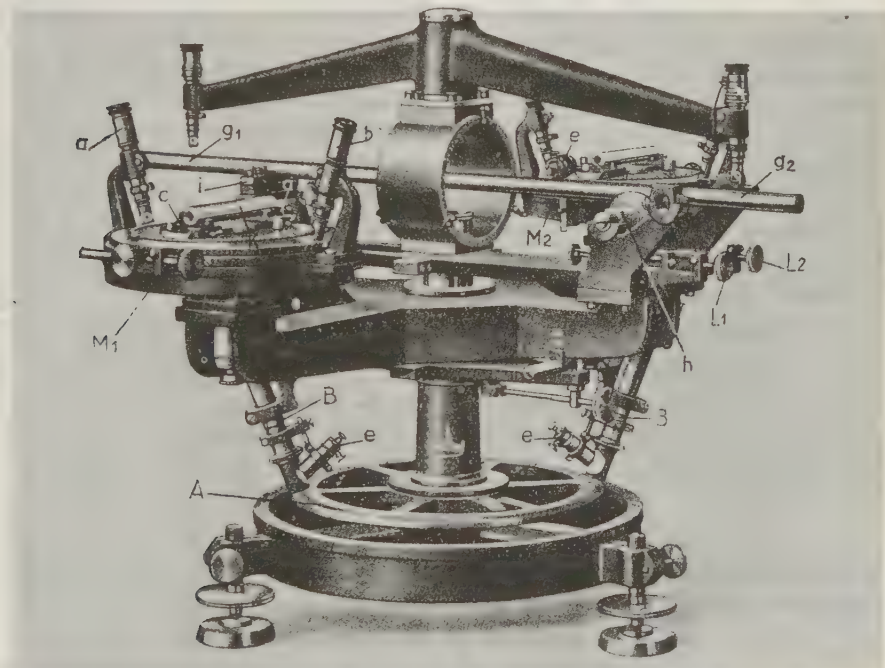


Fig. 7.

Eine Korrektur wegen der translatorischen Wirkung des Stabes auf die Nadel, die eine Veränderung der Entfernung bedeutet, kann bei symmetrischer Anordnung des Beobachtungsschemas außer acht gelassen werden. Dagegen muß die Einwirkung der Induktion bei den verschiedenen Lagen berücksichtigt werden, sie ergibt sich zu

$$\begin{aligned} & - p e^{-3} \cos(\alpha + \beta) \Phi(\beta) && \text{für die Längsinduktion,} \\ & - q e^{-3} \sin(\alpha + \beta) \Phi(\beta - 90^\circ) && \text{für die Querinduktion.} \end{aligned}$$

p und q sind die induktiven Kapazitäten, für $\Phi(\beta)$ und $\Phi(\beta - 90^\circ)$ kann mit hinreichender Genauigkeit $\sin \beta$ und $\sin(\beta - 90^\circ)$ bzw. $2 \cos \beta$ und $2 \cos(\beta - 90^\circ)$ gesetzt werden.

Werden bei dem mit Autokollimation versehenen Fernrohr von der Mittellage stark abweichende Werte abgelesen, so weicht der Winkel φ etwas von seinem Sollwert ab; dies ist durch eine Korrektion zu berücksichtigen.

Zur scharfen Messung der Entfernung e ist ein mit zwei Mikroskopen versehener Arm beigegeben, der statt der Suspensionsröhre auf das Gehäuse der Nadel aufgesetzt wird (Fig. 7).

Ebenso wie die Lamontsche Methode gipfelt der Verwendungszweck des neuen Theodoliten darin, festzustellen, wie sich ein natürlicher Magnet von einem Elementarmagnet unterscheidet. Ein Elementarmagnet hat als einzigen Parameter sein Moment, während alle übrigen Glieder, auch der Polabstand, verschwinden. Bei der Lamontschen Anordnung ist seine Wirkung als Ablenkungsmagnet streng proportional der dritten negativen Potenz der Entfernung, bei der Schmidtschen Methode dem des \sin bzw. \cos des Lagewinkels β . Um einerseits die bei beiden Verfahren erzielten Genauigkeiten zu vergleichen, andererseits die Wirkungsweise überhaupt klarzulegen, seien die für ein spezielles vereinfachtes Beispiel sich ergebenden Werte berechnet.

Nehmen wir einen Stabmagnet mit dem Moment $1000 \text{ } \Gamma \text{ cm}^3$ und einer Länge von 7.50 cm und eine 3.50 cm lange Nadel an, so ergeben sich für die in Betracht kommenden Größen folgende Werte:

$$\text{halber Polabstand des Stabes } d_{\text{St}} = \frac{1}{2} \cdot 7.50 \cdot 0.80 \text{ cm} = 3.00 \text{ cm},$$

$$\text{halber Polabstand der Nadel } d_{\text{N}} = \frac{1}{2} \cdot 3.50 \cdot 0.80 \text{ cm} = 1.40 \text{ cm},$$

$$p = 2 d_{\text{St}}^3 - 3 d_{\text{N}}^3 = 12.12 \quad \text{für die 1. Hauptlage,}$$

$$p' = -\frac{3}{2} d_{\text{St}}^3 + 6 d_{\text{N}}^3 = -1.74 \quad \text{für die 2. Hauptlage,}$$

und mit $e = 30.00 \text{ cm}$

$$B' = 0.010 \ 00,$$

$$b' = 0.002 \ 18.$$

Vernachlässigt man zur Vereinfachung die Größen $q e^{-4}$, B'' und b'' , so sind maßgebend die Differenzen:

$$\varphi = 0 \quad (2. \text{ Hauptlage}),$$

$$\Delta \cos \alpha = \frac{M}{H e^3} \frac{p'}{e^2},$$

$$\Delta \cos \alpha = \frac{M}{H e^3} \left[\left(\frac{3}{8} B' + 6 b' \right) \sin \beta + \frac{15}{8} B' \sin 3 \beta \right].$$

$$\varphi = 90^\circ \quad (1. \text{ Hauptlage}),$$

$$\Delta \cos \alpha = \frac{2 M p}{H e^3 e^2},$$

$$\Delta \cos \alpha = \frac{M}{H e^3} \left[\left(\frac{3}{2} B' - 6 b' \right) \cos \beta + \frac{5}{2} B' \cos 3 \beta \right].$$

Diese Differenzen sind in Fig. 8 und 9 wiedergegeben, in Fig. 8 für die Lamontsche Methode in Abhängigkeit der Entfernungen (Fig. 8a für die 2.,

Fig. 8b für die 1. Hauptlage), in Fig. 9 für das Schmidtsche Verfahren (Fig. 9a für die Lage $\varphi = 0$, in Fig. 9b für die Lage $\varphi = 90^\circ$) in Ab-

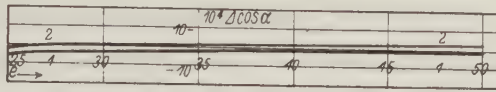


Fig. 8a.

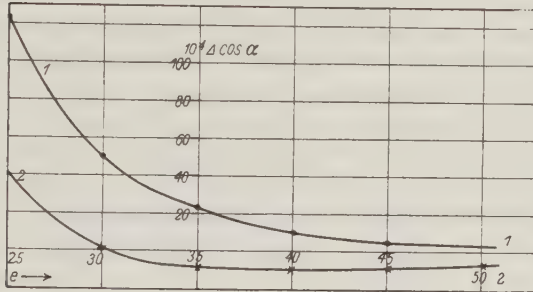


Fig. 8b.

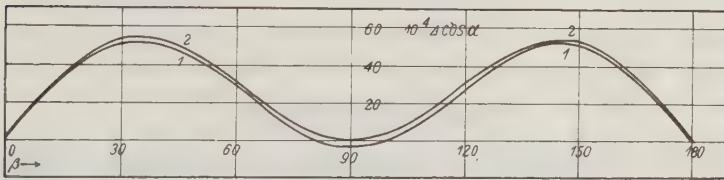


Fig. 9a.

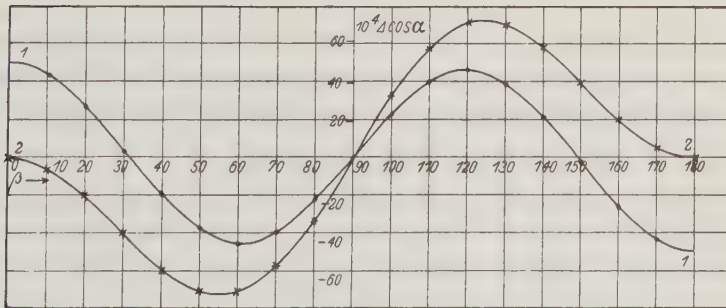


Fig. 9b.

hängigkeit des Winkels β . (In allen vier Figuren Kurve 1.) Als Horizontalintensität ist 0.20Γ angenommen.

Für die Beurteilung der Genauigkeit kommen diese Differenzen selbst nicht in Betracht. Hierfür darf mit dem natürlichen Magnet nicht ein

Elementarmagnet verglichen werden, sondern es muß ein Elementarmagnet zum Vergleich herangezogen werden, der für die Ausgangsentfernung dieselbe Ablenkung bewirkt, also ein um $M\left(\frac{p}{e^2} + \frac{q}{e^4} + \dots\right)$ höheres Moment besitzt. Als Ausgangsentfernung ist die Entfernung von 30 cm zu wählen, bei der bei der Bestimmung des Quotienten $\frac{M}{H}$ einerseits Ableseungenauigkeiten den geringsten Einfluß auf das Ergebnis ausüben, und andererseits die Reihe hinreichend schnell konvergiert. Genau so ist für die Schmidtsche Methode der natürliche Magnet mit dem Elementarmagnet zu vergleichen, der bei $\varphi = 0$ und 180° bzw. 90 und 270° auf die Nadel dieselbe Ablenkung ausübt. In Fig. 8, 9a, b (Kurven 2) sind die Genauigkeiten der beiden Methoden gegenübergestellt. Man sieht, daß das Schmidtsche Verfahren das Lamontsche um ein Vielfaches an Genauigkeit übertrifft. Auch bei der zweiten Lamontschen Hauptlage ($\varphi = 0$), bei der die Ablenkung aus mehreren Entfernungen gänzlich versagt, erreichen die zur Bestimmung der Parameter maßgebenden Werte recht große Beträge.

Referate der Vorträge

auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Hamburg

vom 19. bis 21. September 1928.

Über die bei lokal vergleichenden magnetischen Messungen der Vertikalintensität anzustrebende Genauigkeit.

Von J. Koenigsberger.

Bei erdmagnetischen Messungen auf einem bestimmten Untergrund, z. B. Alluvium, Gneis, stimmen Messungen an benachbarten Plätzen nicht ganz überein. Diese Platzinhomogenität eines Untergrundes wurde für Abstände von 3 bis 200 m der Größe nach ermittelt; sie ist etwa von derselben Größe $\pm 4\gamma$ wie der Fehler des Ergebnisses einer Aufstellung gegenüber einer anderen Aufstellung am selben Platz. — Man kann also Effekte anderer Art, z. B. von Geländeunebenheiten, die größer sind als $\pm 4\gamma$, auf den hier untersuchten Untergrundgesteinen feststellen.

§ 1. Bei magnetischen absoluten und relativen Messungen an verschiedenen Orten erhebt sich die Frage, welche Genauigkeit anzustreben ist. Bezüglich der Literatur über die bei solchen Messungen bisher erreichte Genauig-

keit sei verwiesen unter anderm auf die Veröffentlichungen*) von A. Schmidt, O. Göllnitz, K. Schering, A. Nippoldt, D. L. Hazard, Ch. Th. Moureau, W. Walker und auf das Handbuch von E. Mascart.

Die Grenze für die nützliche Genauigkeit bei örtlich vergleichenden Messungen auf dem festen Lande ist durch die magnetische Inhomogenität des Platzes auf ebener Erdoberfläche gegeben. Bei unebener Oberfläche machen sich oft starke Unterschiede geltend, die später besprochen werden sollen. Wenn bei ebener Oberfläche das magnetische Feld sich um $n\gamma$ innerhalb etwa 10 bis 50 m ändert, ohne daß der Geologe oder Petrograph eine Untersuchung der an oder nahe der Oberfläche anstehenden Gesteine als zweckmäßig oder möglich erachtet, so sei der Platz als magnetisch inhomogen von der Größe $n\gamma$ bezeichnet. Auf fast magnetitfreiem Gestein, z. B. reinem Kalk, Salz, Quarzit, muß die Inhomogenität der Vertikalintensität**) äußerst gering, maximal $= K \cdot 4\pi Z^{***})$, sein. Da K dort $\leq \pm 5 \cdot 10^{-6}$ ist, bleibt also $\Delta Z \leq 2.4 \gamma$. Wenn man den betreffenden Punkt exakt dauernd fixieren, z. B. einen trigonometrisch eingemessenen Punkt†) wählen kann, so hat eine ganz genaue Messung als Ermittlung der Werte an einem festen Bezugspunkt auch bei großer Inhomogenität des Platzes Bedeutung. Zu weiteren Schlüssen, z. B. über den potentiallosen Anteil oder die Wirkung des geologisch-tektonischen Aufbaus, ist das Ergebnis aber nur insoweit verwendbar, als die Begrenzung der Genauigkeit durch die Inhomogenität es erlaubt. Über die Größe der Inhomogenität eines Platzes auf geologisch verschiedenem Untergrund (Alluvium, Diluvium, Gneis usw.) ist man noch wenig unterrichtet.

Außer der Inhomogenität des Platzes gibt es noch andere Ursachen für die lokalen Verschiedenheiten des erdmagnetischen Feldes: Die großen terrestrischen, zum Teil auf der Erde feststehenden, zum Teil sich langsam auf ihr verschiebenden lokalen Variationen des permanenten Feldes. Diese sind genügend genau bekannt, um ihren sehr geringen Einfluß zu ermitteln für Abstände, die für die Untersuchung der Platzinhomogenität und der Geländeunebenheiten in Frage kommen. Ähn-

*) Ad. Schmidt: Encyklopädie der math. Wiss., Bd. VI, 1. Buch, Heft 4, Erdmagnetismus, Leipzig 1918, dort Literatur. A. Nippoldt in Müller-Pouillet: Lehrb. d. Physik, 10. Aufl., 4. Bd., Kap. 15, Erdmagnetismus, Braunschweig 1914. — O. Göllnitz: Magnet. Vermessung des sächsischen Staatsgebietes. Freiberg 1919. — K. Schering und A. Nippoldt: Erdmagnet. Landesaufnahmen von Hessen. Darmstadt 1923. — Daniel H. Hazard: Direction for magnetic measurements. Wash. 1921. Coast and geodetic Survey, No. 166. — E. Mascart: Traité de magnetisme terrestre. Paris 1900.

**) Es ist leicht abzuleiten, daß eine maximale Inhomogenität von $n\gamma$ Prozent hinsichtlich der Vertikalintensität Z größenordnungsmäßig prozentisch etwa die gleiche für die Horizontalintensität H und für die Deklination (als Komponente in der y -Richtung umgerechnet) verursacht.

***) Der maximale Wert wird an der Spitze eines sehr gestreckten Rotationsellipsoides erhalten und ist dort $4\pi KZ$ im Grenzfall.

†) Bei Basispunkten sollte daher als Postament für Instrumente entweder ein unmagnetisches Stativ oder reiner Kalkstein oder Quarzit gewählt werden.

liches gilt für regionale Störungen. Dagegen können lokale Variationen, verursacht durch den unsichtbaren Konfigurationsanteil (z. B. stärker magnetische Schottermassen in schwach magnetischem Felstal) und durch den geologisch-tektonischen Anteil (z. B. Basalt und Gabbrointrusionen oder Verwerfungen mit aneinandergrenzenden verschiedenen magnetischen Gesteinen unter einer Schotterdecke) hierbei Schwierigkeiten verursachen. Doch diese durch tiefliegende Gesteine hervorgerufenen Änderungen des magnetischen Feldes sind an der Erdoberfläche um so mehr abgeschwächt und verwaschen, je tiefer die wirksamen Gesteine beginnen. Ist das Deckgestein z. B. n Meter mächtig, so kann ein Zeichenwechsel der extremalen Werte auch erst in etwa n Meter erfolgen, da der Abstand des positiven vom negativen Extremum minimal etwa gleich der Mittelpunktstiefe ist. Dieser Einfluß läßt sich, wenn man einige Punkte z. B. in je 100 m Abstand aufgenommen hat, für jeden anderen Punkt hinreichend genau berechnen.

§ 2. Die Empfindlichkeit des für die Messungen benutzten Vertikalvariometers*) war zumeist $-0.1 \text{ Sk.} = +3.0 \text{ bis } +3.1 \gamma$. Die Schätzung der Zehntel war sicher. Die Ablesungsgenauigkeit war also rund $\pm 1.5 \gamma$. Der mittlere Fehler einer Ablesung jeweils nach Arretieren oder größeren Schwingungen oder Erschütterungen war etwa $\pm 3 \gamma$. Temperaturkoeffizient $p. 1^\circ \text{C} = -6.1 \gamma$. Der Fehler des Mittels war kleiner als $\pm 1 \gamma$. Es hatte aber keinen Zweck, die Ablesungen zu häufen. Das Entscheidende ist vielmehr die Übereinstimmung bei wiederholter Aufstellung und die Genauigkeit mit der die Differenz zweier Plätze bei wiederholter Aufstellung sich ergibt, also der Gesamtfehler einer Aufstellung. Hierüber erhält man aus den folgenden Daten Auskunft. Dieser Gesamtfehler ist meist etwa $\pm 1 \gamma$ bis $\pm 3 \gamma$. Früher gab es auch erheblich schlechtere Messungen mit Unterschieden von $\pm 15 \gamma$. Es sind aber nur mehr die neueren benutzt.

Für die heutigen genauesten absoluten Messungen wird man aus der Literatur den Fehler der Beobachtungsmittel für eine Aufstellung auf etwa $\pm 1 \gamma$ bis $\pm 2 \gamma$, und den Gesamtfehler des Ergebnisses für eine Aufstellung, ermittelt aus mehreren Aufstellungen zu verschiedenen Zeiten (unter Berücksichtigung der zeitlichen Änderungen), etwa auf $\pm 2 \gamma$ bis $\pm 20 \gamma$ veranschlagen.

Da die vergleichenden Messungen benachbarter Plätze meist rasch aufeinander folgten und Tage mit geringen Störungen ausgewählt wurden, so konnten meist die Beobachtungen der zeitlichen Variation durch das Observatorium in Seddin, die ich dem Erdmagnetischen Observatorium in Potsdam verdanke, in Freiburg und in Bellinzona verwandt werden. Die zeitliche Verschiebung der Tagesvariation zwischen den beiden Orten infolge verschiedener Längengrade wurde vernachlässigt; sie beträgt für Freiburg -22 Min. , für Bellinzona

*) Verwandt wurde für die Messungen ein Vertikalvariometer, das nach dem Vorgang von Lloyd, Töpler, Thalen-Tiberg, Eschenhagen, A. Schmidt, Angenheister auf dem Wageprinzip beruhte. Es ist ähnlich wie das früher vom Verfasser beschriebene (Zeitschr. f. Geophys. 1, 237, 1925), ist aber seither in wesentlichen Einzelheiten verbessert und von Herrn H. Elbs in Freiburg sorgfältig ausgeführt worden.

— 16 Min. Die Unsicherheit in der Größe der zeitlichen Variation dürfte meist kleiner als 20 Proz. sein. Bei kurzen Zeitintervallen ist diese Unsicherheit bedeutungslos. Diese Variation ist im folgenden als P. V. bezeichnet und wird so angegeben, daß sie zu dem betreffenden Werte zu addieren ist. Kontrollmessungen am Anfangsplatz, die bei längeren Messungsreihen vorgenommen wurden, zeigten, daß die erreichte Genauigkeit bei der Rückmessung häufig innerhalb der Grenzen des Gesamtfehlers des Ergebnisses für eine Aufstellung (aus rasch aufeinanderfolgenden Beobachtungen ermittelt) lag und daß somit meist die normale Tagesvariation von Potsdam bis nach Bellinzona übertragen werden konnte. Der Fehler dürfte dabei nicht mehr als 10 bis 20 Proz. der kleinen Korrektur betragen, und zwar ist diese Variation in Bellinzona kleiner. Nur bei Tagen mit anormal großen Variationen von Potsdam ist die Übereinstimmung schlechter (bis über 40 Proz. kleiner). — Starke lokale Unterschiede in der zeitlichen Variation bei gleicher mitteleuropäischer oder Ortszeit kommen also vor an Tagen magnetischer Stürme, was bekannt ist, dann an Tagen außergewöhnlich großer täglicher Variationen, die regional über mehrere 100 km sich ausdehnen dürften, und außerdem in Gegenden mit elektrischen Starkstromleitungen. In Industriegegenden gestalteten sich daher nach meinen Erfahrungen magnetische Messungen oft schwierig *). Es wären auch bei den vorliegenden Messungen wesentlich Punkte auszuwählen, die mindestens 300 m von Starkstromleitungen und von unterirdischen Rohrleitungen (auch unterirdischen Telephonkabeln) entfernt lagen. Folgende Einflüsse gaben noch Fehler, die vielleicht nicht allgemein bekannt sind, und deshalb hier erwähnt werden sollen:

1. Velo: Einmal wurde in Begleitung eines Radfahrers gemessen, der sein Velo etwa 1 m entfernt von dem das Instrument tragenden Beobachter (d. Verf.) führte. Das erste Mal nach einer Zeit T von etwa 40 Min. war die dauernde Nullpunktsverlagerung, nachdem das Fahrrad wieder entfernt war: — 63 γ . Ein anderes Mal dasselbe mit anderem Fahrrad nach 30 Min. gab — 36 γ . Diese Nullagenveränderungen gingen innerhalb 24 Stunden nicht merklich zurück.

2. Der Apparat mußte, um einem Auto auszuweichen, auf das eiserne Geländer einer Eisenbrücke abgestellt werden; die Nullveränderung war: + 30 γ .

3. Drehstrom—Dreiphasenstrom 50 Per./sec**) und Wechselstrom in Starkstromleitungen schwächen den Magnet des Variometers; er erholt sich zuerst

*) Der Einfluß von Gleichstromleitungen und die damit zusammenhängenden künstlichen Erdströme (daneben auch Drehstrom) sind meines Erachtens die Hauptursachen, warum in Industriegegenden, insbesondere in der Nähe einer größeren Fabrik, eines Bergwerks usw. bisweilen die Tagesvariationen scheinbar merklich verschieden und größer sind als die von Seddin, ohne daß wirklich größere regionale Unterschiede der zeitlichen Variation an dem betreffenden Tage bestehen.

**) Bei dem Dreh- und Wechselstrom der Starkstromleitungen bedingen wohl nicht die Grundschwingungen, sondern die Oberschwingungen, die mit über 400 H-Frequenz sehr deutlich mit Induktionsspule und Verstärker nachweisbar sind, die Schwächung des

rasch, dann langsamer, dann wieder etwa linear. Die Zeit, die zu einer Einwirkung nötig ist, hängt von der Stromstärke ab. Es wurde z. B. stundenlang in einer von großen Kraftleitungen durchzogenen Gegend gemessen. Dann trat, wohl weil irgendwo starker Strom gebraucht wurde, in wenigen Minuten eine starke Schwächung um 138γ ein, während das Instrument ruhig stand. Diese Schwächung sank nach 12 Stunden auf -122γ , nach 7 Stunden -94γ , nach 19 Stunden auf -74γ . Eine Bahnfahrt verhinderte diesen Vorgang zu verfolgen. Eine schwächere dauernd unter Strom stehende Leitung gab in 15 Min. -39γ ; nach Entfernen erholte sich der Magnet nach 3 Stunden auf -30γ ; nach 18 Stunden bis auf -12γ ; nach 42 Stunden -3γ gegen die ursprüngliche Nullage. — Gleichstrom, wie ihn z. B. die Trambahn in Freiburg hat, schwächt auf Abstände von über 50 m den Magnet nicht; dafür verändern die dadurch bedingten Erdströme das Erdfeld auf 500 bis 1000 m von der Bahn über die Fehlergrenzen der Messung hinaus.

4. Fahrten auf der elektrisch betriebenen Gotthardbahn, einphasiger Wechselstrom 16.6 Per./sec (Hertz), änderten in verschiedener Weise von -5γ bis -35γ .

5. Desgleichen änderten Fahrten von 10 bis 25 Min. auf der elektrischen Trambahn in Freiburg die Nullage um -23γ ; -15γ ; -32γ .

6. Dagegen änderten wiederholte Fahrten in Dampfeisenbahnen die Nullage nicht, ebenso wenig in Pferdepostwagen. Bezüglich Auto sind noch keine ganz zuverlässigen Beobachtungen gemacht; groß scheinen da die Änderungen jedenfalls nicht zu sein.

Alle diese Beobachtungen gelten für den Koerzitstahl A (15 % Co) von Krupp A.-G. in Essen, der von dieser Firma selbst gehärtet worden war, und nur mehr eine geringe Nachbehandlung erfuhr. Diese Magnete ändern ihren Magnetismus auch innerhalb von 2 Jahren um weniger als 0.1 %.

§ 3. Beobachtungsergebnisse. Alluvium des Rheintals und von Seitentälern.

A. Freiburg-Heidenhof, Äcker auf Rheintalalluvium. Oben Decklehm und Humus von 0.5 bis 1.5 m Dicke, darunter grober Alluvialkies, zu mehr als 90 % Gneisgerölle, Ellipsoide von 1 bis 30 cm größtem Durchmesser, dabei Granitgerölle und feiner Sand, mehr als 40 m mächtig; darunter Kalke.

Magnets. Ebenso entstehen bei der Trambahn, auch bei Gleichstrombetrieb, hohe auf dieselbe Art leicht weithin nachweisbare Oberschwingungen, die in der nächsten Nähe im Wagen auf den Magnet wirken. — Ob die elektrischen Wellen der drahtlosen Telephonie in der Nähe von Sendern, z. B. in Freiburg i. Br., heute schon stark genug sind, um die Magnete zu schwächen, konnte nicht sicher festgestellt werden. Die natürlichen langsamen von Eschenhagen entdeckten erdmagnetischen Pulsationen geben bekanntlich keine Wirkung, oder sie gleicht sich sofort wieder aus. Raschere erdmagnetische Pulsationen (> 40 H) habe ich mit besonders empfindlicher Anordnung, die Wechselfelder von etwa noch $0,02\gamma$ wahrzunehmen erlaubte, nicht bemerken können.

A. 3. Januar 1928.

- a) Pl. 1 α , Ablesung Stellung I (N-Pol der Nadel n. E): 103.3; II (N-Pol n. W): 104.4; I: 103.3; II: 104.2 usw. Mittel: 103.8 bei $-2.0^\circ (\pm 0.1^\circ)$; 12^h 35^m. Bezugsgrößen.
b) Pl. 1 β , 10 m südöstlich von 1 α , Ablesung I: 103.5; II: 104.2; I: 103.2; II: 104.3 usw. Mittel: 103.8 bei $-1.9^\circ (\pm 0.1^\circ)$; 12^h 20^m. P.V. gegen I: -2γ ; Endwert gegen Ia: -2γ .

A'. 19. Februar 1928.

- a) Pl. 1. — Mittel: 65.05; $+8.6^\circ$; 12^h 0^m. Bezugsgrößen.
b) Pl. 3, etwa 40 m nordwestlich von Pl. 1. — Mittel: 65.75; $+12.8^\circ$; 12^h 25^m. P.V. gegen a): 0γ ; Endwert gegen Pl. 1: $+3\gamma$.
c) Pl. 5, etwa 30 m nordwestlich von Pl. 3. — Mittel: 65.70; $+13.5^\circ$; 13^h 10^m. P.V. gegen a): -2γ ; Endwert gegen 1: $+9\gamma$.
d) Pl. 8, etwa 100 m westlich von Pl. 5. — Mittel: 65.55; $+13.0^\circ$; 14^h 15^m. P.V. gegen a): -4γ ; Endwert gegen 1: $+8\gamma$.
e) Dasselbe, nach Messung an anderem Platz. — Mittel: 65.75; $+13.5^\circ$; 14^h 40^m. P.V. gegen a): -5γ ; Endwert gegen 1: $+4\gamma$.
f) Pl. 1. — Mittel: 65.80; $+13.5^\circ$; 15^h 10^m. P.V. gegen a): -6γ ; Endwert gegen a) für Pl. 1: $+2\gamma$ (statt 0γ).

Gesamtfehler etwa $\pm 2\gamma$, größte Inhomogenität des Platzes etwa $\pm 4\gamma$.

B. 21. Januar 1928. Freiburg-Merzhausen. Acker; Decklehm etwa 1 m mächtig; darunter Schwarzwaldschotter, wie das Rheintalalluvium aus Gneisgeröllen bestehend; etwa 15 m mächtig; darunter Wellenkalk.

- a) Pl. 1. — Mittel: 64.9; $+4.1^\circ$; 17^h 5^m. Bezugsgrößen.
b) Pl. 3, von Pl. 1 etwa 40 m n. E. — Mittel: 65.3; $+5.6^\circ$; 17^h 30^m. P.V. gegen a): -1γ ; Endwert gegen 1: $+2\gamma$.

Gesamtfehler des Ergebnisses einer Aufstellung aus anderen wiederholten Messungen in dieser Gegend am gleichen Tage: $\pm 4\gamma$; Platzinhomogenität etwa $\pm 2\gamma$.

C. Freiburg-Littenweiler. Acker auf Alluvialschotter der Dreisam aus Schwarzwaldgneis- und Granitgeröllen, etwa 30 bis 60 m mächtig; darunter Paragneis.

- a) 5. März 1928. Pl. 2. — Mittel: 66.40; 12.0° ; 12^h 15^m. Bezugsgrößen.
b) Pl. 1, von Platz 2 etwa 120 m nach N. — Mittel: 66.45; 12.9° ; 12^h 30^m. P.V. gegen a): $+1\gamma$; Endwert gegen 1: $+3\gamma$.
c) Pl. 2. — Mittel: 66.50; 13.6° ; 12^h 45^m. P.V. gegen a): 0γ ; Endwert gegen 1: $+4\gamma$.
d) Pl. 3. (400 m ENE von Pl. 2; Schotter schon wenig mächtig, näher am Talrand.) — Mittel: 66.5; 14° ; 12^h 55^m. P.V. gegen a): 0γ ; Endwert gegen 1: $+8\gamma$.

Gesamtfehler des Ergebnisses einer Aufstellung etwa $\pm 2\gamma$. Platzinhomogenität: $\pm 4\gamma$.

D. 9. April 1928. Alluvium des Tessin (bei Reazzino, Straße nach Quartino, Bellinzona, Kant. Ticino, Schweiz), 1 bis 10 m brauner Lehm mit Sand, darunter Sand und Kies, deren Mächtigkeit größer als 50 m sein dürfte

a) Pl. 11. — Mittel: 126.0; 20.0°; 11^h 0^m. Bezugsgrößen.

b) Pl. 11 α , 30 m südlich von Pl. 11. — Mittel: 126.1; 19.5°; 11^h 10^m.
P.V. gegen a): + 4 γ ; Endwert gegen 11: — 2 γ .

c) Pl. 10. — Mittel: 125.3; 21.0°; 12^h 0^m.

d) Pl. 10 α , 20 m westlich von Pl. 10. — Mittel: 124.9; 19.1°; 12^h 10^m. P.V. gegen c) = — 2 γ ; P.V. gegen a) = + 20 γ (?) [wohl + 10 γ *)]; Endwert gegen 10 = — 2 γ ; gegen 11 = + 47 γ (?) (wohl + 37 γ).

a') Pl. 11. — Mittel: 123.4; 19.2°; 15^h 50^m. Bezugsgrößen.

b') Pl. 11 α . — Mittel: 123.6; 19°; 16^h 0^m. P.V. gegen a'): + 3 γ ;
Endwert gegen 11: — 3 γ .

d') Pl. 10 α . — Mittel: 122.5; 18.7°; 16^h 35^m. P.V. gegen a'): — 1 γ ;
Endwert gegen 11: + 23 γ .

Die Differenz von Pl. 10 α gegen Pl. 10: — 2 γ . Die Differenz von Pl. 11 α gegen Pl. 11 um 11^h = — 2 γ ; um 16^h = — 6 γ ;
Mittel: — 4 γ .

Gesamtfehler etwa: $\pm 2\gamma$. Platzinhomogenität von $\pm 2\gamma$ innerhalb der Gesamtfehlergrenze liegend.

Differenz von Pl. 10 gegen den weiteren entfernten Pl. 11 um etwa 11^h 40^m = + 37 γ (?), um etwa 16^h = + 23 γ , wahrer Mittelwert etwa 25 γ .

Pl. 11 ist von Pl. 10 um etwa 500 m entfernt. Hier kommen also für die Differenz von 11 gegen 10 schon geologisch-tektonische Unterschiede im tieferen Untergrund in Frage.

E. Wie vorher D., aber Plätze etwa in Talmitte, Straße nach Quartino.

a) 9. April 1928. Pl. 13. — Mittel: 125.0; 19.1°; 13^h 5^m. Bezugsgrößen.

b) Pl. 14, 200 m südlich von Pl. 13. — Mittel: 124.7; 19.0°; 13^h 40^m.
P.V. gegen a): — 16 γ ; Endwert gegen a): — 7 γ .

Der Gesamtfehler einer Aufstellung an diesem Tage um diese Zeit, bedingt durch Unsicherheit in der Übertragung der außerordentlich großen zeitlichen Variation von Seddin, war groß etwa $\pm 5\gamma$. Nimmt man normale Tagesvariation für Bellinzona, so werden diese Fehler und die Platzinhomogenität so klein wie sonst. Die Inhomogenität des Platzes und des Untergrundes liegt jedenfalls innerhalb der Fehlergrenze für die Übertragung der zeitlichen Variation, so daß die Beobachtungspunkte mit kleinen Zeitdifferenzen maßgebend sind.

*) Siehe S. 238.

- F. 5. April 1928, auf Alluvium des Tessin bei Bellinzona; Prato Carasso.
 a) Pl. 12. — Mittel: 123.6; 15.8°; 9^h 35^m. Bezugsgrößen.
 b) Pl. 1, 250 m südlich von Pl. 12. — Mittel: 123.1; 15.5°; 10^h 10^m.
 P.V. gegen a): + 6 γ ; Endwert gegen 12: + 20 γ .
 a') 10. April 1928. Pl. 12. — Mittel: 125.25; 13°; 8^h 0^m. Bezugsgrößen.
 b') Pl. 1. — Mittel: 125.0; 14.5°; 8^h 15^m. P.V. gegen a'): — 2 γ ;
 Endwert gegen 12: + 14 γ .

Der Unterschied des Pl. 1 gegen Pl. 12 von im Mittel + 17 γ beruht hier auf Untergrundsverschiedenheit in der Tiefe (etwa in 100 bis 500 m). Am Pl. 1 wurden mehrfach Aufstellungen in 10 m Abstand voneinander gemacht, die nur Unterschiede von $\pm 3 \gamma$ geben, ebenso am Pl. 12.

G. 3. April 1928.

- a) Wie F. Pl. 1. — Mittel: 130.6; 22.5°; 11^h 0^m. Bezugsgrößen.
 b) Pl. 2, 80 m nordwestlich von Pl. 1. — Mittel: 130.6; 23.0°; 11^h 40^m. P.V. gegen a): 0 γ ; Endwert gegen 1: + 3 γ .
 Die Inhomogenität liegt innerhalb der Messungsfehler.

Gneis als direkter Untergrund.

A. Freiburg-Schloßberg auf injizierten Paragneisen, die gelegentlich von älteren Ganggesteinen und von jungem Basalt durchbrochen sind, nach der Kammhöhe des Schloßbergs, etwa 100 m westlich von P. 402.01.

I. Pl. 1. In lichtem Wald mit Gestrüpp, auf Gneis.

- a) 18. Juli 1927. Mittel: 82.13; 19.1°; 11^h 7^m.
 a') 29. Dezember 1927. Mittel: 104.7; + 0.1°; 17^h 0^m.
 a'') 31. Dezember 1927. Mittel: 105.6; + 2.1°; 13^h 10^m.

II. Pl. 1a wie Pl. 1, etwa 50 m östlich von Pl. 1.

- b) 18. Juli 1927. Mittel: 82.0; 19.6°; 11^h 30^m (Empf. — 0.1 Sk. = 2.5 γ). P.V. gegen a): + 2 γ ; Endwert gegen 1: + 6 γ .
 b') 29. Dezember 1927. Mittel: 104.45; 0.0°; 16^h 40^m. P.V. gegen a): 0 γ ; Endwert gegen 1: + 7 γ .
 b'') 31. Dezember 1927. Mittel: 105.4; + 1.7°; 13^h 25^m. P.V. gegen a): — 2 γ ; Endwert gegen Pl. 1: + 2 γ .

Die mittlere Differenz infolge Gneisinhomogenität ist also etwa + 5 γ , während der Gesamtfehler einer Aufstellung etwa $\pm 2 \gamma$ beträgt.

B. Freiburg-Sternwald auf Schwarzwaldparagneis; dichter Wald auf Berghang.

I. Pl. So, Fußweg:

- a) 31. Dezember 1927. Mittel: 105.9; + 1.2°; 15^h 50^m.
 a') 2. Januar 1928. Mittel: 106.4; — 2.0°; 16^h 7^m.
 a'') 14. Januar 1928. Mittel: 66.85; 8.5°; 16^h 10^m.
 a''') 16. Dezember 1927. Mittel: 69.7, unkorrt.

- II. Pl. Ss, Straße etwa 50 m höher und in 200 m Luftabstand von I.
 b') 2. Januar 1928. Mittel 106.25; -2.0° ; $16^h 25^m$. P.V. gegen a): 0γ ; Endwert gegen So: $+4\gamma$.
 b'') 16. Dezember 1927. Mittel: 69.8; unkor. gegen I etwa -3γ .
 III. Pl. K am Fuß des obigen Berghanges, P. 281.8; 30 m vertikal unter I; Luftabstand von I = etwa 100 m; liegt schon auf dünnem Alluvium.
 c) 31. Dezember 1927. Mittel: 105.9; $+1.0^{\circ}$; $15^h 35^m$. P.V. gegen a): 0γ ; Endwert gegen I: 0γ .
 c'') 14. Januar 1928. Mittel: 66.85; 9.0° ; $16^h 25^m$. P.V. gegen a''): $+2\gamma$; Endwert gegen I: $+3\gamma$.
 C. Tessiner Injektionsgneis. V. Sementina bei Bellinzona P. 418.
 a) 4. April 1928. Pl. 9a. — Mittel: 125.6; 17.7° ; $14^h 40^m$.
 b) Pl. 9b, etwa 100 m von 9a. — Mittel: 125.45; 17.0° ; $14^h 50^m$. P.V.: -1γ ; Endwert gegen 9a: -1γ .
 c) Pl. 9c, 1 m neben 9b. — Mittel: 125.3; 16.1° ; $14^h 55^m$. P.V. gegen b): -0γ ; Endwert gegen 9b: 0γ .
 D. Paragneis der Dinariden am Monte Cenere, Bellinzona–Lugano, bei Taverne, südlich des Castellofelsens.
 a) 19. April 1928. Pl. 2a, normale Höhe über Boden 1.20 m. — Mittel: 134.5; 21.0° ; $12^h 50^m$. Bezugsgrößen.
 b) Pl. 2a, Höhe über Boden 1.60 m. — Mittel: 133.85; 20° ; $13^h 20^m$. P.V. gegen a): -4γ ; Endwert gegen a): $+10\gamma$.
 c) Pl. 2a, Höhe über Boden 60 cm. — Mittel: 133.6; 18° ; $13^h 35^m$. P.V. gegen a): -6γ ; Endwert gegen a): $+3\gamma$.
 d) Pl. 2b, 5 m östlich von a). — Mittel: 133.9; 18.5° ; $13^h 45^m$. P.V. gegen a): -8γ ; Endwert gegen a): -5γ .
 Die Messungen hatten infolge entfernten, aber sehr stark sich ändernden Starkstroms größere Fehlergrenzen ($\pm 5\gamma$) als sonst ($\pm 3\gamma$), so daß die gefundenen Platzinhomogenitäten hier noch in den Fehlergrenzen liegen.

Buntsandstein als direkter Untergrund.

Buntsandstein der Trias Freiburg, Lorettoberg. Suszeptibilität des Buntsandsteins sehr klein.

- a) 24. Januar 1928. Pl. 2. Im Buntsandsteinbruch. — Mittel: 65.8; 7.5° ; $16^h 35^m$.
 b) Pl. 2a, 15 m nördlich von Pl. 2, in eisenfreiem Buntsandstein-keller. — Mittel: 65.5; 7.0° ; $16^h 50^m$. P.V. gegen a): 0γ ; Endwert gegen Pl. 2: $+6\gamma$.

§ 4. Aus den Beobachtungen ergibt sich folgendes:

1. Der Fehler des Beobachtungsmittels bei einer bestimmten Aufstellung an einem Platz, aus den einzelnen Ablesungen berechnet, war im Mittel $\pm 1\gamma$.
2. Aus Wiederholung der Messung zu verschiedenen Tages- und Jahreszeiten innerhalb weniger Monate bestimmt sich der Gesamtfehler des Resultats

an einem Ort für eine Aufstellung, ermittelt aus mehreren Aufstellungen, im Mittel etwa zu $\pm 3\gamma$.

3. Die Platzinhomogenität war für:

a) Alluvium aus Schwarzwaldgneis im Rheintal und im Dreisamtal bei Freiburg (Baden, Deutschland), im Mittel etwa $\pm 4\gamma$.

b) Alluvium im Tale des Ticino, Bellinzona (Kant. Ticino, Schweiz), im Mittel etwa $\pm 3\gamma$.

c) Para- und Injektionsgneis bei Freiburg i. Br., im Mittel etwa $\pm 2\gamma$.

4. Buntsandstein bei Freiburg i. Br., im Mittel etwa $\pm 4\gamma$.

5. Injektionsgneis bei Bellinzona und Paragneis am Mt. Cenere (Kant. Ticino, Schweiz), im Mittel etwa $\pm 4\gamma$.

Man kann daher noch Effekte auffinden, welche größer sind als die durchschnittliche Platzinhomogenität von $\pm 4\gamma$ und als der Gesamtfehler von $\pm 3\gamma$.

Es soll in einer anschließenden Veröffentlichung gezeigt werden, daß der Einfluß der Geländeunebenheiten eventuell sehr viel (bis zum Zehnfachen und mehr) größer ist als die Platzinhomogenität und als die Ungenauigkeit der Messungen bei Landesaufnahmen, und daß er daher bei genauen erdmagnetischen Messungen zu berücksichtigen ist.

Die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft hat dem Verfasser zur Bearbeitung dieser Fragen eine Beihilfe bewilligt, wofür hier der beste Dank ausgesprochen sei. Desgleichen möchte der Verfasser dem Magnetischen Observatorium in Potsdam, insbesondere Herrn Prof. Dr. A. Schmidt, Direktor des Observatoriums, und Herrn Prof. Dr. A. Nippoldt für vielfache freundliche Unterstützung herzlich danken.

Freiburg i. Br., Mathem.-Physik. Institut der Universität.

Die Seismizität der Ozeane und Kontinente.

Von E. Tams.

Nach einem kurzen geschichtlichen Überblick werden einige Ergänzungen zu dem bisherigen Bild von der Seismizität der Erde gegeben. Diese betreffen die höheren nördlichen und die höheren südlichen Breiten, sowie ferner den südöstlichen Teil des Pazifik und den Indik. Außer den bekannten randlichen Schüttergebieten zeigt im offenen Pazifik noch der zwischen der Osterinsel, den Galapagosinseln und den südamerikanischen Tiefseerinnen gelegene Teil seines Meeresbodens eine lebhafte, sich auch in Fernregistrierungen äußernde Bebenstätigkeit; und im offenen Indik fällt namentlich je ein reges Stoßgebiet halben Wegs zwischen Sumatra und den Tschagosinseln sowie südöstlich von Madagaskar auf. Zwei Karten geben näheren Einblick in diese Verhältnisse. Sodann wird in eine vergleichende Betrachtung der drei großen Ozeane eingetreten und ihre seismische Beziehung zu den Kontinenten erörtert. Es wird

nicht für wahrscheinlich gehalten, daß Kontinentalschollen und Ozeanböden Repräsentanten zweier verschiedener Schalen der Erdkruste, nämlich einer Sial- bzw. Simasphäre, sind. Zum Schluß wird unter besonderer Berücksichtigung auch der Schwerkraftsverhältnisse zur Frage der Tiefseerinnen Stellung genommen. (Die ausführliche Arbeit wird in einem der folgenden Hefte dieser Zeitschrift erscheinen.)

Bodenunruhe durch Brandung und durch Frost.

Von B. Gutenberg, Frankfurt a. M.

Die Aufzeichnungen des Galitzinpendels auf dem kleinen Feldberg (Taunus) lassen seit der Aufstellung im September 1927 bis Ende August 1928 nur zwei Arten der Bodenunruhe erkennen: 1. Regelmäßige Wellen mit Perioden von 4 bis 10 Sekunden; 2. Unregelmäßige Bewegungen mit Perioden von 20 bis 50 Sekunden (längere sind angedeutet, infolge der großen Registriergeschwindigkeit von 30 mm pro Minute aber schwer feststellbar). Die Vergrößerung V des Pendels war etwa für andauernde Sinuswellen mit der Periode T :

T	4	8	12	17	26	42	55 sec.
V	500	1000	1100	1000	500	200	100 fach.

Da keine Spuren von Wellen mit Perioden von über 10 Sekunden bei Sturm außerhalb der Frostperioden vorhanden waren, scheinen keine „langperiodische Bewegungen durch Wind“ vorhanden zu sein. Auch kurzperiodische (2 bis 6 sec) Wellen bei lokalem Sturm fehlen. Es ist hiernach sehr wahrscheinlich, daß die Bewegungen bei Sturm nicht nur zum Teil, wie schon Galitzin auf Grund seiner Versuche mit Pendeln im luftverdünnten Raum vermutete, sondern vollständig durch direkten Einfluß von Luftströmungen auf die Instrumente verursacht werden, welcher auf dem Taunusobservatorium durch die Bauart, insbesondere die Anlage von zwei getrennten Ummauerungen des Erdbebenhauses und überdies Aufstellung des Pendels unter einer Blechglocke verhindert wird. Die Untersuchungen von Wilip sprechen ebenfalls hierfür.

1. Regelmäßige Wellen mit Perioden von 4 bis 10 Sekunden. Die Bewegung trat im allgemeinen stärker hervor, sobald der Seegang*) irgendwo an den westeuropäischen Ozeanküsten den Wert V (0 bis IX) erreichte. Besonders wird die Unruhe auf dem Taunusobservatorium, wie nach den früheren Untersuchungen zu erwarten war, durch die westenglische Brandung (Irland, Schottland) beeinflusst. Bei Seegang VII beträgt die Unruhe über 1μ , bei VIII wurden Werte von 5μ erreicht, und zwar gleichmäßig im Winter wie im Sommer.

*) Seegang und Brandung sind nicht immer proportional! Die Brandung wird nicht beobachtet.

Ein Einfluß der Tiefdruckgebiete ist nicht feststellbar. Am 24. November 1927 bewirkte z. B. ein Tief von unter 720 mm südlich von Island keine wesentliche Änderung der Unruhe. Besonders charakteristisch ist folgendes Beispiel aus dem Juni 1928, wobei die Brandung nur in Westengland IV überschritt, während das Tiefdruckgebiet über Irland (9.) nach Skandinavien zog:

	Luftdruck- minimum mm	Seegang in Westengland	Boden- unruhe in μ
8. Juni vormittags	740	0, I, II, II, III, IV	$\frac{1}{2}$
8. „ abends	735	0, I, I, III, III, V	1
9. „ vormittags	735	I, IV, V, VI, VI, VII	2
9. „ abends	735	V, VI, VII, VIII, VIII, VIII	5
10. „ vormittags	740	III, III, IV, V, VI, VI, VII	2
11. „ vormittags	743	0, I, II, IV, V, VI	$\frac{1}{2}$

Wir finden jedenfalls erneut die Ansicht, daß die Brandung die Ursache dieser Unruhe ist, bestätigt.

Vor kurzem hat der verdienstvolle Seismologe in Zi-ka-wei E. Gherzi*) in dieser Zeitschrift eine Reihe von Fragen an mich gestellt, die ich bei dieser Gelegenheit durch Darstellung des ganzen Vorganges kurz beantworten will:

Die Küste wird von der Brandung erschüttert. Dabei sind Drucke von über 1 kg/cm^2 , also von ganz anderer Größenordnung, wie sie in Gherzis Theorie vorkommen, vielfach gemessen worden. Diese Erschütterungen, welche im allgemeinen mit Perioden von 3 bis 10 sec erfolgen, überlagern sich und werden von nahe gelegenen Seismometern [Beispiele: Helgoland, Tsingtau, Apia, Zi-ka-wei („a dent de scie“) u. a.] als kurze, unregelmäßige Bewegung aufgezeichnet. Nun hat K. Sezawa**) in einer für die Theorie geophysikalischer Wellen außerordentlich wichtigen Arbeit für eine Reihe von Sonderfällen gezeigt, daß in elastisch-viskosen Medien jede noch so unregelmäßige Bewegung bei der Fortpflanzung nach und nach in regelmäßige Wellen übergeht, und daß diese mit wachsender Entfernung immer länger und flacher werden***). Daß dies bei der Bodenunruhe (übrigens auch bei vielen anderen geophysikalischen Wellenerscheinungen) der Fall ist, zeigen vor allem die für das Bodenunruheproblem klassischen Untersuchungen von F. Linke†) für Apia, wo die Unruhewellen um so kürzer und unregelmäßiger wurden, je näher das Sturmzentrum (und damit die Brandungsstelle) heranrückte. Sobald eine neue Inselgruppe von der Brandung getroffen wurde, änderte die Unruhe in Apia ihr Aussehen, so daß F. Linke direkt aus dem Aussehen der Unruhe die Sturm-

*) Diese Zeitschr. 4, 147, 1928.

**) On the decay of waves in visco-elastic solid bodies. Bull. Earthquake Res. Instit. Tokyo 3, 43, 1927 sowie ebenda 4, 107, 1928.

***) Folgende Beziehung scheint für Planwellen zu gelten, wenn T = Periode, V = Wellengeschwindigkeit, Δ = Distanz, a = Konstante, die von verschiedenen Faktoren abhängt.

†) Die Brandungsbewegungen des Erdbodens..., Abh. Kgl. Ges. d. Wissensch. zu Göttingen, N. F. VII, Berlin 1909.

bahn verfolgen konnte. Damit ist gleichzeitig der Nachweis erbracht, daß die kurze unregelmäßige Unruhe und die in Frage kommende regelmäßige stetig ineinander übergehen. Auch in Europa wächst die Periode der Wellen mit der Entfernung von der Störungsquelle, wie früher*) aus den Beobachtungen gefunden wurde. Wir haben also bei sehr naher Brandung (z. B. Monsun bei Zi-ka-wei) ganz kurze, unregelmäßige Wellen (dents de scie), bei naher Brandung durch Zyklonen etwas regelmäßigere Wellen mit Perioden von 1 bis 5 sec (beobachtet z. B. in Apia), bei ferner Brandung Wellen mit Perioden von 4 bis 8 und bei sehr weiter Brandung (z. B. in Zentralrußland) bis über 10 sec, also nicht überall von 4 bis 8 sec, wie Gherzi glaubt. Daß die Periode der Brandungswellen, die Schichtung des Untergrundes und dessen elastische Konstanten (besonders die Moduln für elastische Vorgänge in viskosen Medien) außerdem Einflüsse besitzen, ist sicher. Damit sind die Fragen von Gherzi beantwortet. Aber wie erklärt nun Gherzi die Erscheinungen bei seiner Theorie? Wie die Wirkung der viel kleineren Druckdifferenzen, die bald als Druck, bald als Zug wirken (bei der Brandung nur als Druck!), die bei der leicht beweglichen Meeresfläche wohl Oberflächenwellen, aber wohl kaum stärkere Druckwellen hervorrufen können? Warum treten bei Zyklonen in großer Nähe der Station nicht die regelmäßigen, sondern die kurzen, unregelmäßigen Wellen auf (Helgoland, Apia)? Warum ist die Unruhe selbst bei sehr kräftigen Zyklonen oft ganz unbedeutend, wofür zahlreiche Beispiele vorliegen? Warum schwillt die Bewegung manchmal plötzlich an, während die Zyklone sich kaum ändert, dabei allerdings wesentliche Änderungen der Brandung zur Folge hat, wie unter anderem obenstehendes Beispiel zeigt? Warum liegt die Stelle mit stärkster (relativer) Unruhe, wie ich zeigen konnte*), in der Nähe der Stelle mit stärkster Brandung, gleichgültig, wo der Kern der Zyklone liegt? Warum tritt insbesondere die Unruhe in Apia nur dann stark auf, wenn eine Inselgruppe in den Bereich der Sturmbahn kommt (und dadurch starke Brandung besitzt), nicht aber, wenn die Zyklone über freies Meer wandert? (Vgl. F. Linke, a. a. O.) Daß die Unruhe nicht völlig unabhängig von den Tiefdruckgebieten ist, liegt eben daran, daß diese wieder die Brandung ganz wesentlich beeinflussen.

2. Unregelmäßige Bewegung mit Perioden über 15 Sekunden. Sobald die Temperatur in Göttingen oder in dessen weiterer Umgebung unter 0° fiel, traten dort, wie der Verfasser**) feststellte, unregelmäßige Wellen auf, deren Amplituden von einzelnen μ bei Perioden von $\frac{1}{2}$ min bis zu mehreren 100 μ bei Perioden von mehreren Minuten anwuchsen. Die Bewegung und ihr Zusammenhang mit dem Frost wurde später mehrfach (in Rußland, in Zi-ka-wei von E. Gherzi) festgestellt, eine eingehende Untersuchung scheint aber nicht

*) Untersuchungen über die Bodenunruhe..., Veröffentl. Zentralbureau d. int. Seism. Assoc., Straßburg 1921.

**) Vgl. z. B. „Die seismische Bodenunruhe“, Verlag Gebr. Borntraeger, Berlin 1924.

erfolgt zu sein. Die weitere Verfolgung dieses Problems war ein wesentlicher Grund dafür, daß das Galvanometer des Galitzinpendels (und dieses selbst) bei der Neuaufstellung auf dem Taunusobservatorium eine relativ hohe Eigenperiode (etwa 20 sec) erhielt, so daß längere Wellen noch stark vergrößert werden (siehe oben). Die Ergebnisse waren 1927/28 kurz folgende, wobei U = Unruhe in μ , M = Temperaturminimum Feldberg, T = tiefste Temperatur in Mitteleuropa um 8 Uhr nach der Isothermenkarte der Seewarte:

Datum 1927: 1. bis 3. Okt.		4. bis 10. Okt.	11. Okt.	12. bis 26. Okt.	28. Okt. bis 5. November	
U	0	5, abnehm.	0	1 ±	0	
M	> 2	0 bis 5	> 2	0 bis 5	etwa + 5	
T	> 2	0 ± 2	> 2	0	etwa + 5	
7. bis 10. November		10. November bis 6. Dezember		6. bis 10. Dez.	10. bis 17. Dezember	
U	zunehm. bis 10	2 bis 10		≤ 1/2	zunehm. bis > 10	
M	abnehm. " — 5	— 0 " — 10		um 0	abnehm. " < — 15	
T	" " — 5	— 2 " — 15		— 5	" " < — 15	
18. bis 21. Dez.		22. bis 23. Dez.	23. bis 27. Dez.	28. Dezember bis 4. Januar 1928	5. Januar	
U	1	1, abnehm.	0	2 bis 4	0	
M	um — 15	zunehm. auf 5	> 0	etwa — 10	— 3	
T	< — 15	" " 10	0	" — 10	— 5	
Datum 1928:		6. Januar bis 9. März		10. bis 12. März	13. bis 15. März	16. bis 27. März
U	0, vereinzelt Spuren			1 bis 2	0	fehlt
M	zwischen 0 u. — 5, vereinzelt > 0			bis — 10	— 5	—
T	zwischen 0 u. — 8			etwa — 5	— 5	—
28. März bis 6. April		7. April	8. bis 16. April	17. April	18. bis 20. April	
U	0	1	0	1/2	6 bis 8	
M	0 bis + 5	— 2	+ 3 u. mehr	— 2	etwa — 5	
T	0 " + 5	— 2	> 0	— 2	0 bis — 5	
21. April		22. bis 27. April	28. April bis 8. Mai	9. bis 12. Mai	13. bis 16. Mai	
U	2	fehlt	0	1 bis 2	0	
M	— 2	—	über 5	— 2 bis — 4	0 bis + 3	
T	0	—	über 5	+ 2	+ 5	
17. bis 18. Mai			19. Mai bis Ende August			
U	1/2		0			
M	0		> 0			
T	+ 5		< 0			

Vergleicht man die verschiedenen Kurven, so ergibt sich folgendes: Sobald die Temperatur nur wenig den Nullpunkt unterschreitet, setzt die Bewegung ein, und zwar meist relativ stark. Sinkt die Temperatur weiter, so nimmt die Bewegung zu. Längere Wellen als solche mit Perioden von etwa 1 Minute konnten, wie erwähnt, nicht untersucht werden; sie enthalten die größten Amplituden, allerdings keine wesentlich größere Energie. Für

$T = 30 \text{ sec}$, $a = 10 \mu$ oder $T = 60 \text{ sec}$, $a = 20 \mu$ ist $E = \text{etwa } 0.4 \cdot 10^{-7} \text{ Erg}$, für $T = 200 \text{ sec}$, $a = 100 \mu$ ist $E = \text{etwa } 10^{-7} \text{ Erg}$. Dagegen ist für $T = 7 \text{ sec}$, $a = 5 \mu$ $E = 2 \cdot 10^{-7} \text{ Erg}$. Bleibt die Temperatur unverändert oder steigt sie gar, so nimmt die Bewegung selbst dann ab, wenn noch erheblicher Frost vorhanden ist. Die Bewegung ist also nur kräftig bei Frost und fallender Temperatur. Irgendwelche andere meteorologischen Elemente, die bisher untersucht wurden (Luftdruck, Brandung, Wind), beeinflussen die Bewegung nicht. Auch ein Einfluß der Schneedecke war nicht feststellbar. Während ein Vergleich mit der Temperatur der Erde an der Oberfläche und in 10 cm Tiefe ähnlichen Parallelismus wie oben ergab, zeigte sich keinerlei Zusammenhang zwischen der Unruhe und der Temperatur in 50 cm oder größerer Tiefe. Es scheint hiernach, daß nur das Gefrieren der allerobersten Bodenschichten an der Station oder in ihrer Umgebung (100 bis 200 km) diese Bewegungen verursacht. Eine direkte Beeinflussung der Instrumente scheint unter den angegebenen Verhältnissen ausgeschlossen zu sein.

Beitrag zur Schallausbreitung in der Atmosphäre.

(Forschungsarbeit mit Unterstützung der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft.)

Von **Joseph Kölzer**, Berlin. — (Mit vier Abbildungen.)

Die Notwendigkeit der besseren Berücksichtigung der Witterungseinflüsse bei allen Untersuchungen über Schallausbreitung in der Atmosphäre wird betont. Die Grundlage jeder Forschung bildet die einwandfreie Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in freier Luft, die gegenwärtig noch ein Problem bildet. Die Schwierigkeit liegt bei den Witterungseinflüssen. Es wird ein neues Verfahren gezeigt, welches unter Voraussetzung vollständiger meteorologischer Daten eine bessere Erfassung und Berücksichtigung der Witterungseinflüsse gestattet. Aus dem Verlauf der Schallgeschwindigkeitskurve können bestimmte Gesetze der Schallausbreitung abgelesen werden. Zum Schluß wird eine Methode vorgeschlagen, um die Schallgeschwindigkeit in freier Luft experimentell neu zu bestimmen, da ihr wahrscheinlicher Wert nach Untersuchungen des Verfassers näher bei 332 m/sec (statt 330.7) liegt.

Seit 1923 wird von mir die Forderung vertreten, bei Untersuchungen über Schallausbreitung auf weite Entfernungen den Witterungseinflüssen mehr Beachtung zu schenken. Die Witterungseinflüsse begünstigen oder beeinträchtigen, je nach der Ausbreitungsrichtung des Schallstrahles, dessen Verlauf wesentlich. Eng damit zusammen hängt die Frage der Intensitätsverteilung der Schallenergie in verschiedenen Richtungen, über die wir bisher im wesentlichen nur qualitative Vorstellungen besitzen. Das Studium der Schallausbreitung auf nahe Entfernungen (bis etwa 25 km), muß dieser Frage ganz besondere Beachtung schenken. Die Witterungseinflüsse spielen ferner eine wichtige Rolle bei der exakten Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in freier Luft, eine

Frage, die meines Erachtens bis in die neueste Zeit offen ist, wie folgende Werte der Schallgeschwindigkeit beweisen: Thiesen (1908) 331.9, Ladenburg und Angerer (1917) 330.7, Esclangon (1918 bzw. 1925) 330.9, Ecole Militaire (1925) 332.0 m/sec. Die exakte Ermittlung der Schallgeschwindigkeit in freier Luft ist jedoch die Voraussetzung für jede weitere Forschung auf dem Gebiet der Schallausbreitung in der Atmosphäre.

Die in der starken Veränderlichkeit der Witterungseinflüsse begründeten Schwierigkeiten in der exakten Bestimmung dieses Wertes sind bekannt, müssen aber gelöst werden. Alle bisher empirisch ermittelten Werte der Schallgeschwindigkeit in freier Luft besitzen nur den Anspruch auf eine mehr oder weniger große Wahrscheinlichkeit. Den aus theoretischen Überlegungen, vor allem auch hinsichtlich des angenommenen Zustandes der Atmosphäre gewonnenen Werten kann in dieser wichtigen Frage ohne empirische Bestätigung keine ausschlaggebende Bedeutung beigemessen werden. Ferner sei noch darauf hingewiesen, daß die aus Versuchen über größere Entfernungen als 2 km ermittelten Schallgeschwindigkeiten immer nur einen Mittelwert darstellen, bezogen auf die Horizontalentfernung Schallquelle–Aufnahmeapparat. Nur auf kurze Entfernung bis zur Grenze von höchstens 2 km stimmt die gemessene Schallgeschwindigkeit mit der wahren, wie sie sich aus dem Schalltransport in freier Luft ergeben würde, genügend überein, genügend insofern, als die Abweichungen im Hinblick auf die Meßgenauigkeit unserer Aufnahmeapparate praktisch vernachlässigt werden können.

Als wahrscheinlichster Wert der Schallgeschwindigkeit in freier Luft gilt gegenwärtig der 1917 von Ladenburg und Angerer bestimmte Wert für 0 Grad, trockene Luft und ruhige Atmosphäre mit 330.7 m/sec. Das Studium der von den Genannten benutzten Methode zeigt, daß wesentliche Fortschritte gegen früher gemacht wurden, daß überhaupt zum erstenmal auch die Witterungseinflüsse gründlicher erfaßt und berücksichtigt wurden; dennoch kann dieser Teil der Untersuchungen noch nicht befriedigen, z. B. wird die Temperatur in der Höhe vernachlässigt. Kammüller hat in seiner Dissertation 1920 auf die in den Witterungseinflüssen liegenden Schwierigkeiten für das vorliegende Problem eingehend hingewiesen und auch Verbesserungen vorgeschlagen, die zwar eine verbesserte Berücksichtigung der Witterungsfaktoren enthielten, jedoch die in der Variabilität dieser Faktoren liegenden Schwierigkeiten noch nicht beseitigten, außerdem ist das Verfahren für die Praxis zu kompliziert.

Das im nachfolgenden beschriebene neue Verfahren zur Berücksichtigung der Witterungseinflüsse gestattet nun nicht nur eine einfache und wirksame Erfassung der Witterungseinflüsse, sondern gibt auch interessante Einblicke in die Zusammenhänge zwischen Witterungseinflüssen und Schallausbreitung. Folgende Faktoren bestimmen wesentlich den Verlauf des Strahlenganges: Die Temperaturverteilung am Boden und in der Höhe, die Richtung des Schalltransportes, Windrichtung und Geschwindigkeit in bezug auf die Schallrichtung, ebenfalls am Boden und in der Höhe, die Entfernung des Aufnahmeapparates

von der Schallquelle. Unter allen möglichen Schallwegen gibt es einen ausgezeichneten, den des ersten Einsatzes, dessen Verlauf durch den jeweiligen Gesamtzustand der Atmosphäre z und durch die Entfernung e bedingt ist. Den Verlauf haben wir uns als eine Kurve mit variablen Schallgeschwindigkeiten

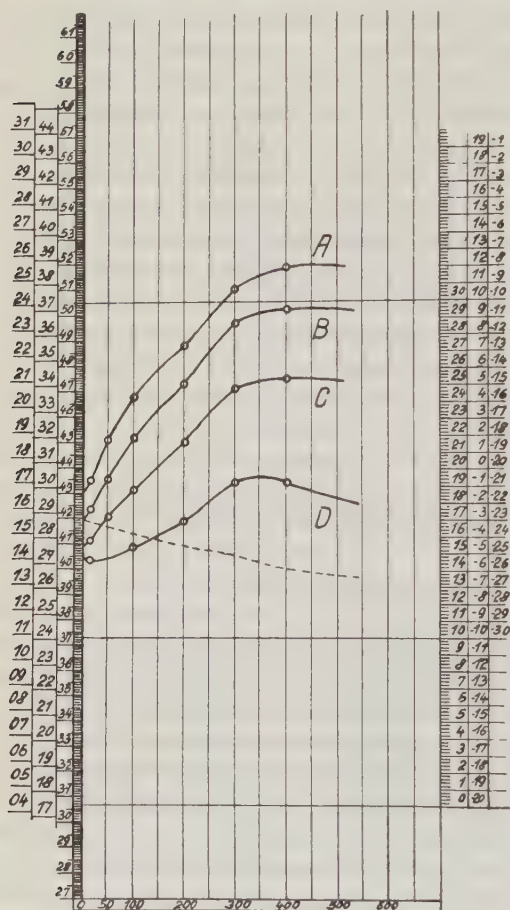


Fig. 1.

dem Gesamtstrahlverlauf sich ergebende Schallgeschwindigkeit stellt natürlich die mittlere Schallgeschwindigkeit in m/sec bzw. die Schallgeschwindigkeit über Grund für diese Entfernung dar.

Nach den vorausgehenden Ausführungen ist also der Weg des Schallstrahles in der Atmosphäre $s = f(z, e)$, wobei z die Gesamtheit der Witterungseinflüsse umfaßt, die für eine Schicht von je 50 m Dicke als konstant angenommen wird. Denkt man sich nun den Schallstrahl nacheinander die verschiedenen Höhen-schichten in einer bestimmten Richtung durchheilen, so nimmt er die den z_n und h_n

bis zur Kulminationshöhe h vorzustellen, wobei immer noch die vereinfachende Annahme gemacht werden muß, daß die Schallgeschwindigkeiten auf dem aufsteigenden und absteigenden Ast der Kurve in gleicher Weise verteilt sind. Diese einschränkende Bedingung soll den Geltungsbereich dieser Betrachtungsweise zunächst auf nahe Entfernungen bis etwa 25 km beschränken. Sind h_1 bis h_n die Höhenabschnitte oder Zonen, die der Schallstrahl auf seinem Wege zu durchheilen hat, so soll bei genügender Kleinheit dieser Zonenhöhen weiter die Voraussetzung gemacht werden, daß die Schallgeschwindigkeit von Zone zu Zone sich stetig ändert. Streng genommen wäre diese Bedingung nur für Zonen von der Größenordnung Δh erfüllt; wie die praktische Rechnung jedoch ergeben hat, ist sie mit genügender Annäherung auch noch für Zonen von 50 m Dicke erfüllt. Dies erleichtert sehr wesentlich das Rechenverfahren. Die aus

entsprechenden Geschwindigkeiten c an, also $c = f(z, h)$, wobei natürlich sein Verlauf durch das Brechungsgesetz bestimmt wird. Aus dieser Beziehung ergibt sich folgende einfache Konstruktion der Schallgeschwindigkeitskurve einer Richtung:

Nachdem zuvor nach der bekannten Methode die Windkomponente in der Schallrichtung ermittelt wurde, wird die Schallgeschwindigkeitskurve gezeichnet. Auf einem Auswertblatt (siehe Fig. 1) als Koordinatensystem sind auf der Abszisse die Höhen als Parallelen zur Ordinate im Abstand von 1 cm abgetragen, wobei als Maßstab 1 cm = 50 m Höhe gewählt wurde. Entsprechend der Theorie über die Schallausbreitung auf nahe Entfernungen (Emden u. a.) wurde als maximale Höhe 600 m angenommen. Auf der Ordinate am linken Rande ist die Schallgeschwindigkeit in drei Skalen abgetragen, und zwar im Maßstab 1 cm = 1 m/sec. Die Ordinate umfaßt einen Bereich der Schallgeschwindigkeit von etwa 60 m/sec (300 bis 360), entsprechend den mittleren Verhältnissen in Bodennähe. Am rechten Rande auf der Ordinate befinden sich drei Temperaturskalen im Maßstab 0,635 cm = 1 Grad Temperatur; die zueinander gehörenden Skalen der Schallgeschwindigkeit links und der Temperatur rechts sind durch gleiche Farben gekennzeichnet. Hierbei ist eine mittlere Feuchtigkeit von 70 % angenommen worden (die Nichtberücksichtigung der Feuchtigkeit würde maximal bei 0 Grad einen Fehler von 0.3 m/sec bedingen). Die drei Skalen gelten für die entsprechenden Jahreszeiten, um das Auswertblatt nicht unnötig lang zu machen. Die bei 330.7 m/sec gezogene Nulllinie entspricht der Temperatur von 0 Grad und stellt also zugleich eine Schallgeschwindigkeitskurve für diese Temperatur und für Windstille dar.

Man zeichnet zunächst die Temperaturkurve aus den gemessenen meteorologischen Daten ein. Mit dem Zirkel trägt man dann für jede Höhe die Windgeschwindigkeitskomponente ab, und zwar in demselben Maßstab wie die Schallgeschwindigkeit. Die Abtragung erfolgt bei Mitwind von der Temperaturkurve aus nach oben hin, bei Gegenwind nach unten hin. Die gefundenen Punkte werden durch einen stetigen Kurvenzug verbunden. Bei Mitwind erhalten wir daher im allgemeinen eine ansteigende Kurve = steigende Schallgeschwindigkeiten mit der Höhe, bei Gegenwind umgekehrt. Wie die Untersuchung von mehreren 100 Fällen bisher ergab, hört in der Mehrzahl aller Fälle (mehr als 80 %) die Steigung bei Mitwind schon in 200 bis 300 m Höhe auf. Jede Richtung ergibt in der Regel auch eine andere Schallgeschwindigkeitskurve. In Fig. 1 sind z. B. vier verschiedene Schallgeschwindigkeitskurven für denselben atmosphärischen Zustand gezeichnet. Das wesentlich Neue an dieser Darstellung besteht in der gleichzeitigen Erfassung sämtlicher Witterungseinflüsse am Boden und in der Höhe durch die Schallgeschwindigkeitskurve. Um aus diesen Kurven die für die Praxis wichtige Größe der Schallgeschwindigkeit über Grund zu erhalten, wird folgender Weg eingeschlagen: Denkt man sich für die gewählten Schichten die Schallgeschwindigkeiten gesetzmäßig mit der Höhe anwachsen, dann kann man für eine bestimmte Entfernung eine der-

artige Verteilung der Schallgeschwindigkeiten (= Schar von Schallgeschwindigkeitskurven) vornehmen, daß der abgehende Strahl aus jeder Höhe zu derselben Zeit am Empfangsort ankommt, als wenn er sich mit der Anfangsgeschwindigkeit horizontal über Grund fortgepflanzt hätte. Der Anfangswert der Schallgeschwindigkeitskurve ist also in diesem Falle identisch mit dem mittleren

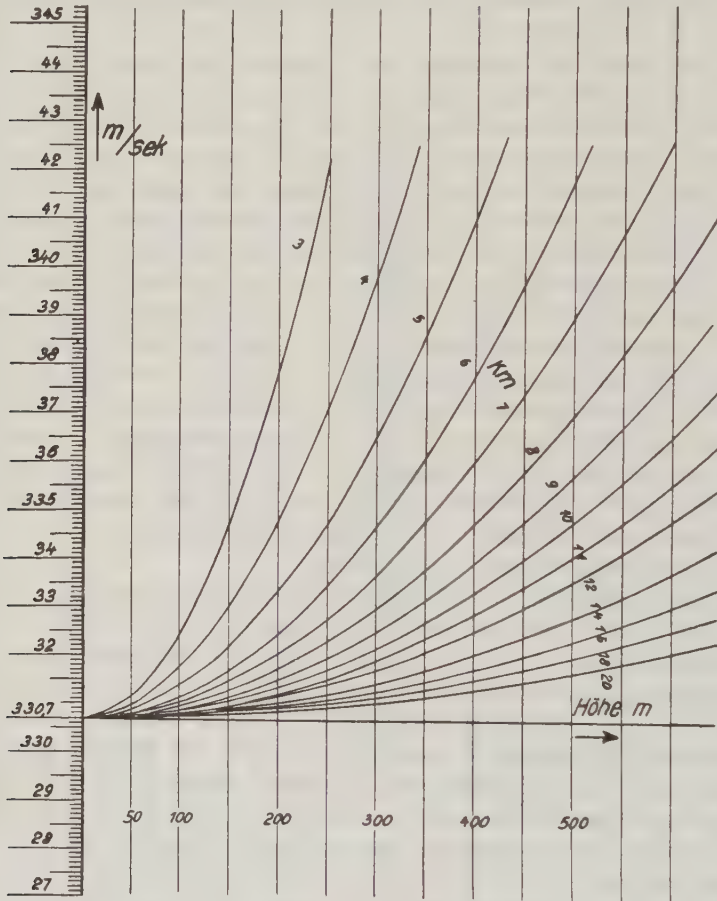


Fig. 2.

Werte der Schallgeschwindigkeit jeder dieser Kurven über Grund. Der Anfangswert wurde daher als Leitwert bezeichnet, die Kurve gleicher Schallzeit als Umwegkurve. Sie ist die Einhüllende aller Schallgeschwindigkeitskurven dieser Eigenschaft. Die Umwegkurve ist also auch eine Schallgeschwindigkeitskurve, aber mit den Eigenschaften, daß sie nicht nur einem bestimmten atmosphärischen Zustand $z = f(w, t)$ entspricht, sondern auch einem bestimmten

atmosphärischen Gradienten $g = f(dw, dt)$. Außerdem gilt sie nur für eine bestimmte Entfernung. Durch diese Definition ist die Umwegkurve unter den vielen Möglichkeiten des Schalltransportes zwischen zwei Punkten eindeutig ausgezeichnet. Wie die weitere Untersuchung ergab, stellt die Umwegkurve eine Parabel zweiter Ordnung dar. In Fig. 2 ist die Schar der Umwegkurven für die Entfernungen von 3 bis 20 km dargestellt, wobei als Leitwert der empirisch ermittelte Wert von Ladenburg und Angerer mit 330.7 m/sec zugrunde gelegt wurde. Strenggenommen haben die Umwegkurven für einen anderen Leitwert auch einen etwas anderen Verlauf, die Abweichungen sind jedoch für die vorkommenden Schallgeschwindigkeiten so gering, daß sie praktisch vernachlässigt werden können und jedenfalls für die nachfolgenden Ausführungen ohne Belang sind.

Aus der Umwegkurve einer bestimmten Entfernung und der Schallgeschwindigkeitskurve für einen gegebenen atmosphärischen Zustand wird der Leitwert des ersten Einsatzes für diese Entfernung auf folgende Weise ermittelt: Bringt man die beiden Kurven zur Berührung, indem man die Umwegkurve (z. B. als Schablone) längs der Ordinaten an die gegebene Schallgeschwindigkeitskurve

heranführt, so entsteht in allen Fällen, in denen die Schallgeschwindigkeitskurve stärker ansteigt als die Umwegkurve, eine Fläche zwischen beiden Kurven (siehe Fig. 3). Nur der Berührungspunkt ist gemeinsam. Würde die Schallgeschwindigkeitskurve bis zu diesem dem Verlauf der Umwegkurve gefolgt sein und dann abfallen, so würde ihr Leitwert mit dem der Umwegkurve identisch sein, da die eventuell aus dem abfallenden Kurventeil, d. h. aus höheren Schichten ankommenden Schallstrahlen später ankommen

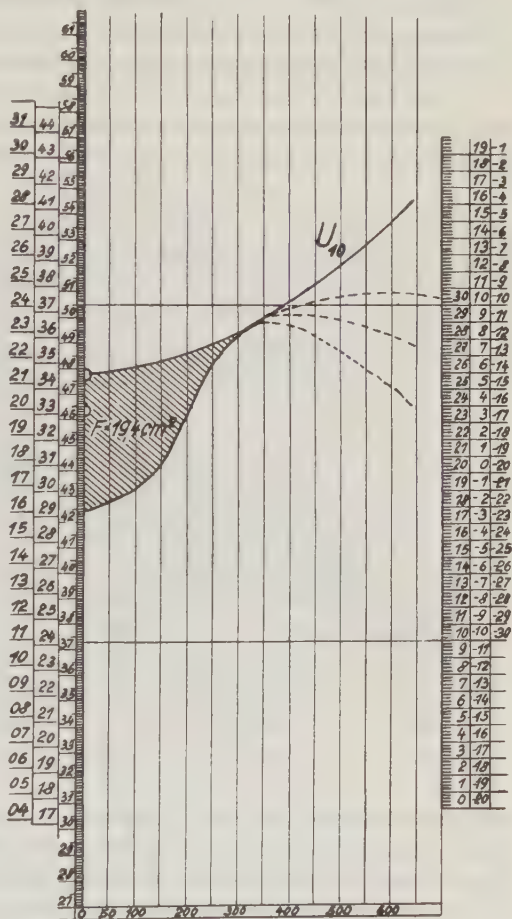


Fig. 3.

müssen. Fällt der aufsteigende Teil der Schallgeschwindigkeitskurve nicht mit dem Verlauf der Umwegkurve zusammen, dann muß ihr Leitwert zwischen ihrem Anfangswert und dem Leitwert der betreffenden Umwegkurve liegen. Der Leitwert jeder Schallgeschwindigkeitskurve läßt sich bei gegebenem z und e rechnerisch ermitteln. Die Untersuchung ergab, daß er auch als Funktion des Leitwertes der Umwegkurve und der von dieser und der Schallgeschwindigkeitskurve gebildeten Fläche dargestellt werden kann, also $c_e = f(c_u, F)$; c_u = Leitwert der Umwegkurve. Die mannigfache Gestalt, welche die Fläche annehmen kann als Folge der variablen z , machte die rechnerische Nachprüfung für eine große Zahl von Fällen erforderlich. Mit einem von meinem Mitarbeiter

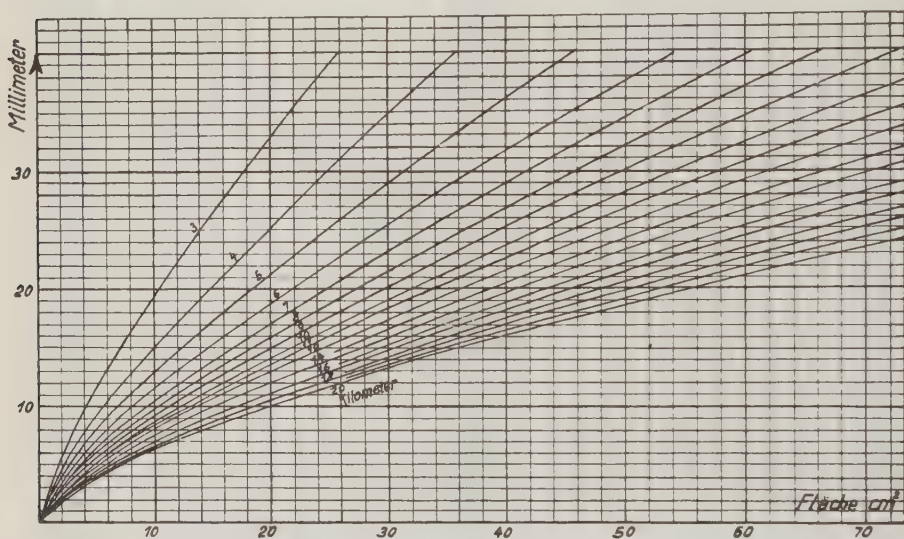


Fig. 4.

auf diesem Gebiet, Dipl.-Ing. Sandmann, konstruierten Auswertepapparat läßt sich der Leitwert an Hand der errechneten Flächenkorrekturtafel (siehe Fig. 4) rasch ermitteln, und zwar wird die Verbesserung aus den Werten der Fläche in Quadratcentimeter für eine bestimmte Entfernung e in Millimeter ($1 \text{ mm} = \frac{1}{10} \text{ m/sec}$ Schallgeschwindigkeit) der Tafel entnommen. Die Verbesserung, vom Leitwert der Umwegkurve subtrahiert, ergibt den Leitwert der Schallgeschwindigkeitskurve für eine bestimmte Entfernung e und bei gegebenem z .

Das Studium der Schallgeschwindigkeitskurven gab interessante Einblicke in die Vorgänge beim Schalltransport auf nahe Entfernungen. Folgende Erfahrungssätze können mitgeteilt werden, wobei bemerkt wird, daß die Schallenergie einer schwachen Sprengung bis zu höchstens 1 kg Sprengladung entstammte:

- i. Von einer Schallquelle kommt an einer Aufnahme Stelle nur eine beschränkte Anzahl von Schallstrahlen an, da durch den jeweiligen

atmosphärischen Zustand eine bestimmte Auswahl der Schallstrahlen getroffen wird.

2. Unter den ankommenden Strahlen kommen mehrere mehrfach reflektierte und höchstens ein einfach reflektierter Strahl vor; letzterer repräsentiert den ersten Einsatz (Leitwert bzw. kürzeste Schallzeit).
3. Wenn eine Schallgeschwindigkeitskurve stetig abfällt (Gegenwind), dann kommen nur in den nächsten Entfernungen bis etwa 5 km Schallstrahlen an, darüber hinaus nichts mehr.
4. Wenn eine Schallgeschwindigkeitskurve zuerst abfällt und mit der Höhe (150 bis 200 m) wieder ansteigt, oder auch nur horizontal verläuft (Inversion oder Winddrehung bzw. beides), dann tritt je nach dem Werte des Gradienten g in 4 bis 7 km von der Schallquelle eine Zone des Schweigens auf. Darüber hinaus kommen wieder Schallstrahlen an, die sogar stärkere Intensität zeigen als die in 3 bis 4 km ankommenden Strahlen. Dieser Vorgang ist so zu erklären, daß die in der Höhe liegende Schicht wie eine Sammellinse auf die Schallstrahlen wirkt.
5. Wenn eine Schallgeschwindigkeitskurve stetig ansteigt oder bis zu einer mittleren Höhe von 150 bis 200 m ansteigt und dann abfällt, dann kommen auf alle Entfernungen Schallstrahlen an, unter denen stets ein ausgezeichneter erster Einsatz vorhanden ist.

Es ließen sich diesen Tatsachen weitere anfügen, doch möge das Mitgeteilte zunächst genügen. Das Ergebnis zeigt, welche Vorteile die neue Methode durch die wirksame Erfassung der komplexen Witterungseinflüsse besitzt. Sie gestattet auch eine Nachprüfung des empirisch gefundenen Wertes der Schallgeschwindigkeit in freier Luft. Wie dargelegt, beruht dessen Unsicherheit in erster Linie auf der Schwierigkeit der Berücksichtigung der Witterungseinflüsse. Die Nachprüfung ergab mit hoher Wahrscheinlichkeit, daß der wahre Wert mehr bei 332 als bei 330.7 m/sec liegt. Jedenfalls erscheint es mir unbedingt notwendig, daß diese Frage mit Unterstützung der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft neu geprüft wird. Ich schlage folgendes Verfahren vor: In Anlehnung an vorhandene Funktürme, welche die Aufstellung von Aufnahmeapparaten in verschiedenen Höhen gestatten, wird ein Meßsystem kreisförmig angelegt (wie es z. B. früher von K. Becker für akustische Untersuchungen in Analogie zu seinen auf Rossitten 1918 durchgeführten ballistischen Versuchen gefordert wurde). In verschiedenen Richtungen wird die Schallgeschwindigkeit gemessen, wobei gleichzeitig vollständige meteorologische Daten im Sinne des oben definierten z laufend vorhanden sein müssen. Unter schrittweiser Vergrößerung der Entfernungen könnten aus den vertikal auf den Meßtürmen übereinander verteilten Aufnahmestellen wichtige Aufschlüsse über Schalltransport und Verteilung der Schallenergie in den einzelnen Azimuten gewonnen werden. Meines Erachtens würden diese Untersuchungen auch wertvolle Ergebnisse für die Erforschung der Schallausbreitung auf weite Entfernungen liefern.

Das Magnetfeld einer elektrischen Strömung im anisotropen leitenden Halbraum.

Von Max Müller, Köln.

Der Vortrag gibt einen kurzen Überblick über zwei umfangreiche Arbeiten, die der Verfasser mit der Unterstützung der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft im Geologisch-Mineralogischen Institut in Köln durchgeführt hat.

Im ersten Teil wird ein quantitatives elektromagnetisches Meßverfahren zur Bestimmung der Tiefe und des Einfallens von Erzgängen beschrieben, das darauf beruht, daß drei zueinander senkrechte Komponenten des Magnetfeldes von wechselstrom-durchflossenen Erdschichten gemessen werden. Die Ergebnisse dieser Versuche, die in einem Bleierzdistrikt bei Bleialf im Bezirk Prüm in der Eifel durchgeführt wurden, werden mitgeteilt, und es wird die bei diesen Versuchen verwandte Apparatur eingehend beschrieben. Das Empfangsgerät unterscheidet sich von den bisherigen mit Telefonminimum arbeitenden Apparaten dadurch, daß es eine direkte quantitative und von allen subjektiven Einflüssen freie Messung der Komponenten des Magnetfeldes im Zeigergalvanometer gestattet und zum Zwecke einer physikalisch einwandfreien Arbeitsweise mit Elektronenröhren besonderer Konstruktionsart ausgerüstet ist.

Der zweite Teil des Vortrages beschäftigt sich mit der Berechnung von idealisierten Fällen, welche die in der Praxis vorkommenden Verhältnisse wiedergeben. Als Kriterien zur Bestimmung der Tiefe und des Einfallens der gesuchten leitenden Einlagerungen werden benutzt: 1. das Verhältnis der Maxima der Horizontal- und Vertikalkomponenten, 2. der Abstand des Schnittpunktes der Intensitätsverteilungskurven von den Maxima und 3. die Neigungen der magnetischen Vektoren in drei zueinander senkrechten Ebenen.

Zum Zwecke der Berechnung des Magnetfeldes der außerhalb der gesuchten gut leitenden Einlagerung im Halbraum fließenden Ströme wird eine Formel hergeleitet, welche die Berechnung des Magnetfeldes in seinen drei Komponenten unter Berücksichtigung der Abnahme der Stromdichte nach der Tiefe und nach den Randzonen des Strömungsfeldes hin gestattet. Danach ist jede der drei Komponenten durch ein dreifaches Integral definiert, welches über den ganzen Raum zu erstrecken ist. Die graphische Auswertung dieses Integrals setzt die quantitative Kenntnis der Dichte der Stromelemente in drei zueinander senkrechten Richtungen im ganzen Strömungsfeld voraus, gestattet aber auch die Berücksichtigung der Kuppierung des Geländes. Es wird gezeigt, daß alle Formeln zur Berechnung des Magnetfeldes, welche eine gleichmäßige Verteilung der Stromdichte über einen endlichen Querschnitt unter Vernachlässigung der Abnahme der Stromdichte nach der Tiefe voraussetzen, zu dem mit der Erfahrung im Widerspruch stehenden Resultat führen, daß die Vertikalkomponente des Magnetfeldes gegen die Randzonen des Strömungsfeldes hin ansteige.

Eine sinnvolle Deutung elektrischer Meßergebnisse verlangt aber auch die Berücksichtigung der tektonischen Besonderheiten des Untergrundes. An Hand der Messungen des Verfassers wird gezeigt, daß sich gut geschichtete Sedimente, und Schiefer, in bezug auf elektrische Ströme nicht wie homogene, sondern wie anisotrope Medien verhalten. Damit wird aber auch die physikalische Problemstellung in jeder Hinsicht völlig anders, als bisher angenommen wurde. Die Richtungsabhängigkeit der Leitfähigkeit des Schiefers bedingt eben nicht nur eine allgemeine Verschwenkung des Strömungsfeldes, sondern auch eine Veränderung des Strömungscharakters; sie verlangt die Preisgabe des Parallelismus von Strom und Spannung und die Definition der Stromelemente in den einzelnen Achsenrichtungen durch Tensortripel, d. h. durch drei zueinander senkrechte Tensoren. Für ein solches Tensortripel sind je sechs Bestimmungsstücke erforderlich, nämlich drei Zahlengrößen für die Größen der drei lokalen Spannungsvektoren in drei zueinander senkrechten Achsenrichtungen und drei Leitfähigkeitsparameter, die der stromdurchflossenen Substanz individuell sind und außerdem von der Lage des Koordinatensystems abhängen. Bei Einführung eines anderen Koordinatensystems bleibt dieselbe Gestalt der Formeln, aber es treten andere Parameter auf, die lineare Funktionen der ursprünglichen sind. Das bedeutet, daß sich durch Anwendung der allgemeinen Transformationsformeln für Tensorkomponenten auf die in den Tensortripeln auftretenden Leitfähigkeitsparameter die Strömungsverteilung für verschiedene tektonische Formeln berechnen läßt und daß sich aus der letzteren dann auch graphisch das Magnetfeld der Strömung herleitet.

Zum Schlusse wird dann gezeigt, welchen Verlauf das Magnetfeld für verschiedene tektonische Formen des Untergrundes einnimmt, und es wird an Hand der Messungen des Verfassers dargelegt, daß eine Lokalisierung der Erze in schwach erzführenden Gängen, welche in Schiefer aufsetzen, nur in Verbindung mit einer eingehenden Klärung der tektonischen Verhältnisse des Untergrundes zu lösen ist.

Die geführten elastischen Zweimittel-Wellen

Von Karl Uller, Gießen.

Neben den von freien Oberflächen geführten einflankigen Einmittel-Wellen, die Verfasser vor einem Jahrzehnt theoretisch untersucht hat, ohne irgendeine das wesentliche betreffende Annahme zu machen, gibt es auch zweiflankige Wellen, die von der Trennfläche zweier Mittel geführt werden. Diese sind noch erheblich verwickelter, nicht nur weil zwei Mittel als Wellenträger auftreten, sondern auch weil die Grenzbedingungen vielfältig sind. Man muß nämlich unterscheiden, ob Gleitung — etwa durch hinreichende Adhäsion oder Pressung — behindert ist (sechs Bedingungen), oder ob sie zugelassen ist,

wobei die Gleitspannung gleich dem Reibungsbeiwert mal der Gleitgeschwindigkeit zu setzen ist (vier Bedingungen). — Die geführte Verdünnungsverdichtungswelle ist nur möglich in Fällen, die in der Natur kaum zu verwirklichen sind. — Die geführte Scherungswelle ist immer möglich. Sie hat eigene Wellenlänge und eigene Verlöschung, sowie die Verrückungen und Spannungen parallel zur Trennfläche und senkrecht zur Fortpflanzung. Es herrscht auch durchweg Stetigkeit des Feldes, gleichgültig ob Gleitung behindert oder unbehindert belassen ist. In ihr spielt der spezifische Reibungswiderstand keine Rolle. Diese gebundene Welle hat daher keine größere Neigung die Trennfläche zu zerstören als die ist, die Körper zu zerstören. — In dem geführten Wellenpaar, bestehend aus einer Verdünnungsverdichtungswelle und einer Scherungswelle auf jeder Seite der Trennfläche in Koppelung miteinander, beziehen sich die physikalischen Grenzbedingungen auf die Überlagerung seiner beiden genannten Komponenten. Die Tangentialverrückungen und -spannungen sind hier in der Fortpflanzungsrichtung. Sind Risse auf übermäßige Zugspannungen zurückzuführen, dann müssen an Stellen zu schwachen Zugwiderstandes in den Mitteln durch ein vorüberlaufendes Wellenpaar Risse quer zur Fortpflanzungsrichtung entstehen. Bei unbehinderter Gleitung kann das Wellenpaar jede Wellenlänge und jede Verlöschung haben, bei behinderter nur bestimmte. Im ersteren Falle verursacht das Wellenpaar Gleitung, also Zermürbung der Trennfläche, im letzteren existiert es in vielen Unterarten. Je nach dem Stärkeverhältnis der Normalkomponente zur Tangentialkomponente macht das Wellenpaar das aus, was man gemeinhin Longitudinal- bzw. Transversalwelle in begrenzten Körpern nennt.

Bezeichnend für diese nicht-einfachen Wellen ist, daß in ihnen Verlöschung auftritt, auch wenn das Körperpaar nicht die Spur von Energie verschlucken kann. Die an eine Unstetigkeitsfläche gebundene Welle wandert so weit als diese Fläche sich erstreckt. Dabei können Teile einer Wellenflanke gegen andere *U*-Flächen einfallen, zurückgeworfen und gebrochen werden, auch an Teilen der führenden Fläche, ja, es können sogar wiederum geführte Wellen durch Anlauf entstehen, wie wir später sehen werden. Die allseitig längs eines eingebetteten Körpers laufende äußere Flanke einer geführten Welle wird am Pol nicht in sich zurückgeworfen, wie man glaubt. Vielmehr läuft sie (z. T. involutorisch) durch sich selbst hindurch auf die gegenüberliegende Seite hinüber weiter: es ist der Überlagerungseffekt, der den Anschein einer Reflexion am Pol erweckt. Die mit der äußeren Flanke kohärente, meist doppeltgeführte innere Wellenflanke läuft am Pol ebenfalls von innen her durch sich selbst hindurch; indessen gelangen an der Innenseite des Polgebietes mittlere Teile der inneren Wellenflanke zu echter Reflexion. So kommen auch die geführten Wiederkehrwellen an der Erdrinde in der Seismik und in der Wellentelegraphie zustande.

Vom Jahre 1922 an im südlichen Norwegen aufgenommene Nordlichtphotogramme.

Von Carl Störmer. — (Mit sechs Abbildungen auf Tafel I.)

Es wird ein kurzer Bericht gegeben über die im südlichen Norwegen von 1922 an bis jetzt stattgefundenen photographischen Aufnahmen von Nordlichtern, um deren Höhe und Lage zu bestimmen. Als Beispiel wird ein von drei Stationen aus aufgenommenes Photogramm reproduziert; durch die aus der Berechnung der drei verschiedenen Basislinien gewonnenen Ergebnisse erhält man einen guten Überblick über die Genauigkeit des Verfahrens. Dieses Photogramm ist am 26. August von einer über der Gegend Aalesund bis Drontheim erscheinenden Nordlichtdraperie genommen; der Fußpunkt eines Strahls der Draperie lag in einer Höhe von 106 km über der Erde.

Seit 1911 hatten meine Mitarbeiter und ich von einer Reihe photographischer Nordlichtstationen im südlichen Norwegen aus die jeweilig vorkommenden Nordlichter photographiert, um dadurch ihre Höhen und Lagen auszumessen und zu berechnen. Die Ergebnisse der 1911 bis 1922 ausgeführten Arbeit sind in „Geofysiske Publikationer, Oslo“ *) veröffentlicht worden.

Jahr	Datum	I	II	III	IV	Jahr	Datum	I	II	III	IV
1923	16. Okt.	31	39	7	—						
1924	24. Nov.	—	6	—	—	1926	Übertrag:	150	171	12	—
	20. Dez.	3	—	—	—		7. Sept.	2	—	—	—
							8. „	—	14	—	—
1925	16. Jan.	2	—	—	—		14. „	6	1	—	—
	19. „	6	19	—	—		15. „	30	14	—	—
	19. Febr.	5	—	—	—		16. „	—	4	—	—
	9. Okt.	3	—	—	—		15. Okt.	51	56	4	—
	8. Nov.	20	10	—	—		28. Nov.	18	24	9	—
	10. „	12	29	1	—		23. Dez.	2	—	—	—
1926	26. Jan.	29	19	—	—	1927	29. Nov.	—	1	—	—
	24. Febr.	3	—	—	—		13. Dez.	1	52	3	—
	3. März	3	—	—	—	1928	11. März	1	5	1	—
	5. „	20	35	4	—		13. „	3	29	—	—
	9. „	3	3	—	—		11. Mai	9	—	—	—
	13. „	4	—	—	—		26. Aug.	11	27	26	—
	19. „	—	11	—	—		7. Sept.	4	10	2	—
	3. Mai	6	—	—	—		18. „	1	7	27	7
		150	171	12	—	Zusammen:		279	415	84	7

Seit 1922 ist die Arbeit von mehreren — bis zu sechs — mit Fernsprecher verbundenen Stationen aus fortgesetzt worden: von dem hierbei ge-

*) Carl Störmer: Résultats des mesures photogrammétriques des aurores boréales observées dans la Norvège méridionale de 1911 à 1922, l. c., Bd. IV, No. 7, Oslo 1926.

sammelten reichen Material sind bisher aber nur vereinzelte Ergebnisse veröffentlicht worden. Jetzt wird man aber, dank der aus der norwegischen Stiftung „Nansenfondet“ bewilligten Mitteln, die weitere Bearbeitung — und zwar vorläufig der Photogramme der Jahre 1926 und 1927 — in Angriff nehmen.

Eine kleine Übersicht des gesammelten Materials dürfte vielleicht Interesse beanspruchen. Die vorstehende Tabelle zeigt die chronologisch geordneten Nordlichttage; Kolonne I gibt die Anzahl der nur von einer Station aus genommenen, und Kolonne II die Anzahl der gleichzeitig durch telephonische Signale von zwei Stationen aus genommenen, wohlgelungenen Aufnahmen an, während die Anzahl der entsprechenden Photographien von drei oder vier Stationen aus in den Kolonnen III und IV zu finden sind.

Die jetzigen Stationen sind Oslo (Sternwarte), Oscarsborg, Kongsberg, Tömtö und Dombaas. Oslo, die Hauptstation, von wo aus ich die Arbeit leite, steht die ganze Zeit über mit den anderen Stationen in Fernsprechverbindung. Die am stärksten benutzten Basislinien sind unten angegeben. Hier bedeutet a , von Süd nach West gerechnet, den Azimut der zweiten Station von der ersten Station aus gesehen, und g die Länge der Basislinie in Kilometern.

Stationspaar	a	g
Oslo—Oscarsborg	139° 1'	27.36
Oslo—Kongsberg	66 10	65.70
Oslo—Tömtö	204 8	46.68
Oscarsborg—Kongsberg	90 1	53.92
Oscarsborg—Tömtö	199 57	73.73
Kongsberg—Tömtö	277 57	105.14

Für die Basis Oslo-Dombaas sind a und g noch nicht berechnet worden, aber für die frühere Station Bygdö (ganz in der Nähe von Oslo), die jetzt nach der Sternwarte übergeführt worden ist, haben a und g folgende Werte:

Stationspaar	a	g
Bygdö—Dombaas	161° 13'	258.52

Das photographische Verfahren und die Methoden der Ausmessung und Berechnung der Aufnahmen sind schon früher so ausführlich dargelegt worden*), daß die Wiederholung hier überflüssig ist. Insbesondere besitzt man bei der Aufnahme des Nordlichtes von drei Stationen aus eine gute Kontrolle in der Benutzung der drei verschiedenen Basislinien**). Ein ausgezeichnete Fall dieser Art sei hier mitgeteilt. Am 26. August dieses Jahres um 23^h 58^m 37^s Greenwich mittlere Zeit wurde eine schöne Nordlichtdraperie gegen Norden, mit den Sternen des Großen Bären als Hintergrund, gleichzeitig von den drei

*) Carl Störmer: Bericht über eine Expedition nach Bossekop zwecks photographischer Aufnahmen und Höhenmessungen von Nordlichtern. Videnskabselskapets Skrifter, Kristiania 1911, und ebenda: Geofysiske Publikationer Bd. I, No. 5 und Bd. IV, No. 7.

**) Derselbe: Notes relatives aux aurores boréales. Geofysiske Publikationer, Bd. II, No. 8.

KONIGSBERG



Fig. 1.

OSLO



Fig. 2.

TÖMTE



Fig. 3.



Fig. 4.

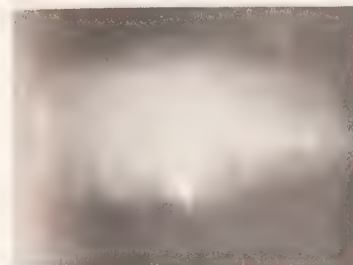


Fig. 5.

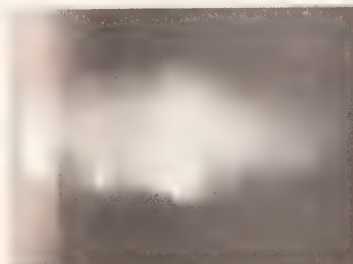


Fig. 6.

s.
ö
S
z
n

b
N
n
S
w
S

T
s
I
v
S

a
d

E
d
A
E
d
C
n
—

g
S
N

B

Stationen Oslo, Kongsberg und Tömte aus photographiert. Die Fig. 4, 5, 6 stellen die Aufnahmen dar, und wie aus den Fig. 1, 2, 3 zu ersehen ist, sind vier Punkte ausgewählt und Höhe und Lage hiernach berechnet.

Die Ergebnisse*) betreffs der Höhen sind folgende:

Punkt 1		Punkt 3	
Basis	Höhe	Basis	Höhe
Oslo—Kongsberg	111.4	Oslo—Kongsberg	151.0
Oslo—Tömte	114.2	Oslo—Tömte	151.8
Kongsberg—Tömte	111.1	Kongsberg—Tömte	150.9
Punkt 2		Punkt 4	
Oslo—Kongsberg	129.0	Oslo—Kongsberg	116.1
Oslo—Tömte	131.2	Oslo—Tömte	116.7
Kongsberg—Tömte	128.0	Kongsberg—Tömte	115.8

Wie man sieht, eine sehr befriedigende Übereinstimmung. Durch Extrapolation findet man, daß der Strahl 1, 2, 3 bis zu 106 km herabdringt, und daß sein oberer Teil in der Höhe von etwa 200 km verschwindet. Das Nordlicht lag über der Gegend Aalesund, Kristiansund bis Drontheim.

Bygdö. den 4. Oktober 1928.

Zur Frage

nach der Ursache von lokalen gravimetrischen und erdmagnetischen Störungen und ihre wechselseitigen Beziehungen.

Von H. Haalck. — (Mit sieben Abbildungen.)

Es wird der theoretische Zusammenhang zwischen Schwerestörungen und lokalen erdmagnetischen Störungen kurz erörtert und gezeigt, wie man die Diagramme zur Bestimmung der Wirkung von Massenungleichheiten beliebiger Gestalt auf die Drehwaage auch verwenden kann für die Bestimmung der Wirkung dieser Massen auf die erdmagnetischen Kraftkomponenten. Die praktische Anwendung wird an einem Beispiel gezeigt.

II. Die theoretischen Zusammenhänge zwischen Drehwaage- und erdmagnetischen Messungen; Diagramme als Hilfsmittel für die Deutung von örtlichen erdmagnetischen Störungen. Die Beziehungen, welche zwischen der Schwerkraft auf der Erdoberfläche einerseits und den Dichteungleichheiten im Untergrund andererseits bestehen, sind mathematisch bedeutend besser zu erfassen als die theoretischen Beziehungen, welche zwischen örtlichen erdmagnetischen Anomalien und den Unterschieden in der Magnetisierung der Gesteine des Untergrundes bestehen. Der Grund liegt darin, daß einmal das spezifische Gewicht von Gesteinen viel einfacher und exakter zu ermitteln ist als die Magnetisierung.

*) Die Berechnungen hat mein Assistent R. Wesøe ausgeführt.

barkeit von Gesteinsproben, zweitens bei der ersteren mit größerer Sicherheit von einzelnen Proben auf die ganze Formation geschlossen werden kann als bei der oft recht unregelmäßig verlaufenden Magnetisierbarkeit; drittens kommt bei der letzteren als weitere Unbekannte noch die Richtung der Magnetisierung hinzu, und als letzte Erschwerung sind die theoretisch-mathematischen Schwierigkeiten zu erwähnen, da eine gleichmäßige Magnetisierung nur bei bestimmten Formen der gleichmäßig beschaffenen Masse vorhanden sein kann. Strenggenommen ist sie — auch bei durchaus gleichmäßiger Suszeptibilität des ganzen Körpers — soweit bis jetzt bekannt, nur möglich bei Körpern, die durch eine Fläche zweiten oder niederen Grades begrenzt werden. Die Magnetisierung beliebig gestalteter Körper läßt sich mit mathematischer Exaktheit nicht erfassen; ihre Berechnung ist nur mit Hilfe sehr schwieriger mehr oder weniger guter Annäherungsverfahren möglich und kommt für geophysikalische Zwecke wohl nicht in Frage.

Die Einlagerungen oder Schichtenkomplexe im Untergrund, welche Störungen des Magnetfeldes der Erde an der Erdoberfläche hervorrufen, besitzen selten mit guter Annäherung eine solche Form, für welche eine homogene Magnetisierung möglich ist. Außerdem sind die Rechnungen unter Zugrundelegung solcher Formen für die Praxis zu umständlich und schwierig. Es liegt also wieder der Gedanke nahe, Diagramme zu konstruieren, mit Hilfe deren man die an der Erdoberfläche verursachte Störung des erdmagnetischen Feldes durch Einlagerungen von beliebiger Gestalt mittels eines Abzählverfahrens ermitteln kann. Doch ist die Anwendbarkeit solcher Diagramme aus den erwähnten Gründen nicht so exakt und allgemein gültig als die entsprechenden Diagramme für Drehwaagemessungen.

Abweichende Magnetisierungsrichtungen, d. h. also Fälle, in welchen einzelne Teile einer Einlagerung voneinander verschiedene Magnetisierungsrichtungen zeigen, sind verhältnismäßig selten und stets örtlich eng begrenzt. Ihr Vorkommen beschränkt sich ausschließlich auf stark magnetisierbare Gesteine, welche einen relativ hohen Prozentgehalt an Magnetit besitzen. Solche Lagerstätten können als Ganzes genommen auch einen Eigenmagnetismus besitzen, welcher von dem durch das Erdfeld induzierte Feld in der Richtung abweicht. Die Regel ist jedoch, wie die praktischen erdmagnetischen Messungen an vielen Beispielen gezeigt haben, daß die Magnetisierungsrichtung mit der Richtung des durch das erdmagnetische Feld induzierten Feldes übereinstimmt, wenn auch die Intensität meistens eine stärkere ist als nach der Theorie der Induktion durch das Erdfeld sich ergeben würde. Ebenso kann in der Regel mit hinreichender Annäherung die Magnetisierung als eine homogene angenommen werden. In der Nähe von Ecken und Kanten stark magnetisierter Lagerstätten trifft diese Annahme sicher nicht zu, mit der Entfernung aber mehr und mehr. In allen Fällen, in welchen es sich nicht um stark magnetisierbare Massen handelt, und besonders in allen Fällen, in welchen es sich um die Wirkung großer ausgedehnter Schichtenkomplexe handelt, trifft die Annahme der homo-

genen Magnetisierung mit hinreichender Annäherung zu. Berücksichtigt man, daß Inhomogenitäten in der magnetisierbaren Substanz, die mathematisch nicht erfaßbaren Unregelmäßigkeiten ihrer Begrenzung und die mathematischen Schwierigkeiten in der Bestimmung der Magnetisierung beliebig geformter Körper es unmöglich machen, die Beziehungen zwischen örtlichen erdmagnetischen Störungen und magnetisch störenden Massen in voller Strenge wiederzugeben, so liegt die Annahme der gleichmäßigen Magnetisierung innerhalb der überhaupt jeder Theorie anhaftenden Unsicherheit, und der Grad ihrer Annäherung ist für die allermeisten Fälle vollkommen genügend. Nur bei Magnetit- bzw. magnetitreichen Lagerstätten empfiehlt es sich, hinsichtlich dieser Voraussetzung vorsichtig zu sein.

Von den beiden neueren Arbeiten, welche sich mit der Theorie der örtlichen erdmagnetischen Anomalien befassen, stützt sich die Arbeit von J. Königsberger*) auf die exakte Induktionstheorie, während G. Gamburzeff**) die homogene Magnetisierung auch für beliebig gestaltete Massen voraussetzt. Gamburzeff geht — ähnlich wie im folgenden — von den zweiten Differentialquotienten des Schwerepotentials aus und berechnet die Wirkung eines horizontal liegenden, sich nach beiden Seiten ins Unendliche erstreckenden Zylinders von n -eckigem Querschnitt. Königsberger führt die Rechnung für abgeplattete Rotationsellipsoide durch. Will man, wie Königsberger vorschlägt, unregelmäßig gestaltete Einlagerungen in erster Annäherung als Kombination verschieden liegender Ellipsoide auffassen, so bedeutet es einmal rechnerisch eine — für die Praxis kaum mögliche — Umständlichkeit und stellt doch keine größere Annäherung dar, als man durch Benutzung von Diagrammen für beliebige Formen der störenden Masse erzielt. Da nämlich die einzelnen Ellipsoide dann nicht im homogenen, sondern in dem von den Nachbarellipsoiden deformierten Felde liegen, so gilt das Superpositionsprinzip nur, wenn die Deformationen sehr schwach sind.

Unter Voraussetzung der homogenen Magnetisierung besteht nach dem Satz von Poisson zwischen dem Schwerepotential W und dem magnetischen Potential P einer Masse M eine mathematische Beziehung, welche durch folgende Formel ausgedrückt wird:

$$P = J \frac{dW}{dx},$$

wo J die Stärke der Magnetisierung, die x -Achse die Richtung der Magnetisierung bedeuten. Durch Differentiation folgt:

$$\frac{\partial P}{\partial s} = J \frac{\partial^2 W}{\partial x \partial s},$$

*) J. Königsberger: Zur Deutung der Karten magnetischer Isanomalien und Profile. Gerlands Beitr. z. Geophys. 19, Heft 2/3, 241—291 (1928).

**) G. A. Gamburzeff: Beitrag zur Frage nach der Ursache der Kursker magnetischen und Gravitationsanomalie. Ebenda, S. 210—218.

d. h. die magnetische Kraft in Richtung s ist proportional der in diese Richtung fallenden Komponenten des Gradienten der Schwerkraftskomponenten, welche der Magnetisierungsrichtung parallel ist. Magnetische und Drehwaagemessungen stehen also in Beziehung zueinander: aus vereinigten magnetischen und Drehwaagemessungen läßt sich die Magnetisierung irgendwie gestalteter, homogen magnetisierter Massen berechnen.

Daraus erhält man die Komponenten der magnetischen Kraft:

$$X = \frac{1}{G(\sigma - \sigma_0)} \left\{ \alpha \frac{\partial^2 W}{\partial x^3} + \beta \frac{\partial^2 W}{\partial x \partial y} + \gamma \frac{\partial^2 W}{\partial x \partial z} \right\},$$

$$Y = \frac{1}{G(\sigma - \sigma_0)} \left\{ \alpha \frac{\partial^2 W}{\partial x \partial y} + \beta \frac{\partial^2 W}{\partial y^3} + \gamma \frac{\partial^2 W}{\partial y \partial z} \right\},$$

$$Z = \frac{1}{G(\sigma - \sigma_0)} \left\{ \alpha \frac{\partial^2 W}{\partial x \partial z} + \beta \frac{\partial^2 W}{\partial y \partial z} + \gamma \frac{\partial^2 W}{\partial z^3} \right\},$$

wobei die Gravitationskonstante jetzt mit G bezeichnet werde und α , β und γ die drei entsprechenden Magnetisierungskomponenten bedeuten.

Bei nicht homogener Magnetisierung gelten diese Formeln nur für ∞ kleine Raumelemente der Masse.

Unter Berücksichtigung der Laplaceschen Gleichung

$$\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} = 0$$

können wir die drei Komponenten der störenden magnetischen Kraft direkt in Beziehung bringen zu den Größen, welche mit der Drehwaage ermittelt werden:

$$\left. \begin{aligned} \beta \cdot X - \alpha Y &= \frac{1}{G(\sigma - \sigma_0)} \{ -\alpha\beta U_x + (\beta^2 - \alpha^2) U_{xy} + \beta\gamma U_{xz} - \alpha\gamma U_{yz} \}, \\ 2\gamma X + \alpha Z &= \frac{1}{G(\sigma - \sigma_0)} \{ -\alpha\gamma U_x + 2\beta\gamma U_{xy} + (\alpha^2 + 2\gamma^2) U_{xz} + \alpha\beta U_{yz} \}, \\ 2\gamma Y + \beta Z &= \frac{1}{G(\sigma - \sigma_0)} \{ +\beta\gamma U_x + 2\gamma\alpha U_{xy} + \alpha\beta U_{xz} + (2\gamma^2 + \beta^2) U_{yz} \}. \end{aligned} \right\} \quad (I)$$

Diese bereits von Eötvös*) abgeleiteten Formeln geben also die Beziehungen, welche in einem Untersuchungsgebiet bestehen zwischen den drei Komponenten der störenden erdmagnetischen Kraft und den gravimetrischen Größen, welche mit Hilfe der Drehwaage gemessen werden.

Voraussetzung bei solchen Kombinationen von Drehwaagemessungen und magnetischen Messungen ist, daß nicht verschiedene Massen die Störungen hervorrufen, daß also die Masse, welche die Schwerestörung verursacht, auch

*) R. v. Eötvös, Bestimmung der Gradienten der Schwerkraft und ihrer Niveauflächen mit Hilfe der Drehwaage. XV. Allgem. Konferenz der Intern. Erdmessung. Budapest 1906 (S. 392—394).

gleichzeitig Ursache der erdmagnetischen Anomalie ist, eine Voraussetzung, welche nicht immer erfüllt ist.

Über die Stärke der Magnetisierung, sowie über ihre Richtung sind dabei keine Voraussetzungen gemacht. Die Beziehung gilt sowohl unter der Annahme, daß die Massen unter der Einwirkung der Induktion des erdmagnetischen Feldes magnetisiert sind, als auch, wenn die Massen Eigenmagnetismus von irgend einer Richtung besitzen. Das erstere, nämlich daß Richtung des Erdfeldes und Magnetisierungsrichtung der Massen zusammenfallen, ist, soweit die bisher vermessenen lokalen erdmagnetischen Störungen erkennen lassen, die Regel, wenn auch die Intensität der Magnetisierung meistens stärker ist, als daß sie nur der Induktion des Erdfeldes zugeschrieben werden kann. Am zweckmäßigsten geht man also von dieser Annahme aus. Indem man das Koordinatensystem so legt, daß die positive x -Achse mit der magnetischen Nordrichtung zusammenfällt, so ist:

$$\alpha = (\kappa - \kappa_0) H,$$

$$\beta = 0,$$

$$\gamma = (\kappa - \kappa_0) Z,$$

wobei H die horizontale, Z die vertikale Komponente der erdmagnetischen Kraft κ die Suszeptibilität der störenden Masse, κ_0 diejenige des Nebengesteins bedeuten. Formel (I) wird dann:

$$\left. \begin{aligned} dD &= \frac{\kappa - \kappa_0}{G(\sigma - \sigma_0)} \left\{ U_{xy} + \frac{Z}{H} U_{yz} \right\}, \\ 2dH + \frac{H}{Z} dZ &= \frac{\kappa - \kappa_0}{G(\sigma - \sigma_0)} \left\{ \frac{H^2 + 2Z^2}{Z} U_{xz} - H U_{\Delta} \right\}, \end{aligned} \right\} \quad \text{.. (II)}$$

wobei jetzt dD die Störung in der Deklination, dH bzw. dZ diejenigen in der Horizontal- bzw. Vertikalintensität bedeuten.

Eine praktische Bedeutung haben diese Zusammenhänge zwischen Drehwaage- und erdmagnetischen Messungen wohl nur selten, da sie nur beim Zusammentreffen von verschiedenen Umständen sich tatsächlich zeigen können:

1. Die störenden Massen im Untergrund müssen sowohl einen hinreichenden Unterschied in der Dichte als auch in der Magnetisierbarkeit gegenüber dem Nebengestein besitzen, so daß sie Schwere- und magnetische Störungen von hinreichender Größe verursacht.

2. Die Erdoberfläche muß derart beschaffen sein, daß beide Arten von Messungen eine genügende Sicherheit besitzen.

Bis jetzt ist nur das bekannte Gebiet von Kursk in Rußland *), in welchem diese Umstände zusammentreffen, hinreichend mit beiden Arten von Messungen erforscht.

Besonders wichtig sind die Formeln (I) bzw. (II) aber deswegen, weil es mit ihrer Hilfe sehr einfach möglich ist, Diagramme zu konstruieren, mit Hilfe

*) G. A. Gamburzeff: a. a. O.

deren man die magnetische Wirkung von Massenkörpern beliebiger Form — die natürlich bekannt sein muß — berechnen kann; und zwar kann man ohne weiteres die Diagramme benutzen, welche zur Berechnung der Wirkung von Dichteungleichheiten beliebiger Form auf die Drehwaage dienen. Es sind dies die in Heft 4 dieser Zeitschrift*) wiedergegebenen Diagramme *a* und *b*. Praktisch geht man also so vor, daß man zuerst in der am angeführten Orte beschriebenen Weise die Wirkung auf die Drehwaage feststellt und dann mit Hilfe der Formeln (II) die störende magnetische Kraft berechnet.

Diese Diagramme gelten für jede beliebige Form der störenden Masse; wir erhalten mit Hilfe von Formel (II) aber nur die Störung in der Deklination vollständig; diejenige in der Horizontal- und Vertikalintensität erhält man nur in zusammengesetzter Form, nicht voneinander getrennt. Machen wir dagegen die Voraussetzung, daß die magnetisch störenden Massen in einer Richtung, z. B. der *y*-Achse, gleichmäßig gestaltet sind, wie es bei der Entwicklung der Diagramme *a* und *b* [Heft 5 dieser Zeitschrift]**) vorausgesetzt wurde, so vereinfachen sich die Formeln (I), da U_{yz} , $\frac{\partial^2 W}{\partial y^2}$ und U_{xy} gleich Null werden:

$$X = \frac{1}{G(\sigma - \sigma_0)} \left\{ \alpha \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \gamma U_{xz} \right\},$$

$$Y = 0,$$

$$Z = \frac{1}{G(\sigma - \sigma_0)} \left\{ \alpha U_{xz} - \gamma \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} \right\}.$$

Die horizontale magnetische Störungskomponente *X* setzt sich zusammen aus einer Störung *dH* in der Horizontalintensität und einer Störung *dD* in der Deklination, und zwar ist:

$$dH = X \cos \varepsilon,$$

$$\operatorname{tg} dD = \frac{X \sin \varepsilon}{H} \cong dD,$$

wobei ε den Winkel (positiv im Sinne NWSE) von der magnetischen Nordrichtung bis zur positiven *x*-Achse (welche also senkrecht zur Richtung des Streichens steht —) bedeuten. Formel (I) wird dann:

$$\left. \begin{aligned} dH &= \frac{x - x_0}{G(\sigma - \sigma_0)} \left\{ H \cos \varepsilon \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + Z U_{xz} \right\} \cos \varepsilon, \\ dD &= \frac{x - x_0}{G(\sigma - \sigma_0)} \left\{ H \cos \varepsilon \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + Z U_{xz} \right\} \frac{\sin \varepsilon}{H} \text{ in Bogenmaß,} \\ dZ &= \frac{x - x_0}{G(\sigma - \sigma_0)} \left\{ H \cos \varepsilon U_{xz} - Z \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} \right\}. \end{aligned} \right\} \quad \text{(III)}$$

*) H. Haalck: Ein graphisches Verfahren für Drehwaagemessungen zur Berechnung der Geländewirkung und der Wirkung beliebig gestalteter Massenkörper. Zeitschr. f. Geophys. 4, Heft 4, 162—178 (1928).

**) Derselbe: a. a. O., S. 213/214.

Mit Hilfe dieser Formeln kann man nun alle Sätze über die Beziehungen, welche man kennt zwischen dem Verlauf der Gradienten und Krümmungsgrößen auf der Erdoberfläche einerseits und der Dichteungleichheit im Untergrund andererseits, übertragen auf die Beziehungen, welche bestehen zwischen den erdmagnetischen Anomalien und den sie verursachenden magnetisch störenden Massen. Jede einzelne erdmagnetische Störungskomponente steht in direkter Beziehung sowohl zu den Gradienten als auch zu den Krümmungsgrößen, und zwar ist diese Abhängigkeit je nach der Streichungsrichtung (ε) verschieden. Nach S. 215 ist aber die Genauigkeit der Diagramme, wenn man sie auf Massen anwendet, welche sich nicht nach beiden Seiten sehr weit erstrecken, sondern endlich begrenzt sind, für die Krümmungsgrößen erheblich geringer als für die

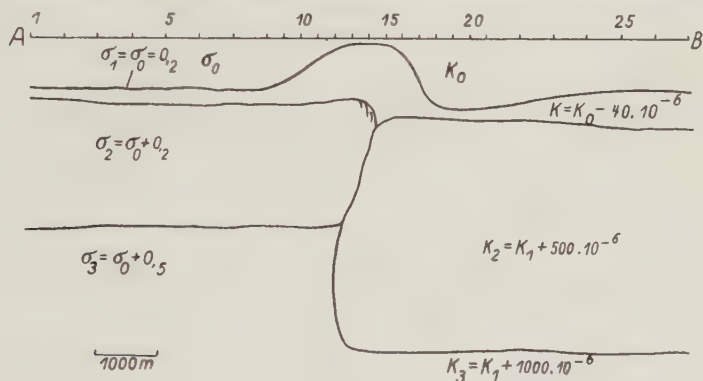


Fig. 1.

Gradienten. Daraus folgt, daß die Genauigkeit der Diagramme für die allgemeine Anwendung auf lokale erdmagnetische Störungen etwa derjenigen für die Krümmungsgrößen bei Drehwaagemessungen entspricht.

Um die Anwendung der Diagramme auf magnetisch störende Einlagerungen an einem Beispiel zu zeigen, betrachten wir das bereits für die Drehwaagemessungen behandelte Beispiel einer Antiklinale (Salzstock) mit darunter liegender Störung (Verwerfung) der tieferen Schichten. Folgende Werte seien angenommen:

- | | |
|---------------------------------|---|
| $\sigma_0 = 40 \cdot 10^{-6}$ | (Mittelwert für Sedimente), |
| $\sigma_1 = 0$ | (etwa dem Salzstock entsprechend), |
| $\sigma_2 = 500 \cdot 10^{-6}$ | (etwa sehr magnetitreichen Sedimenten entsprechend), |
| $\sigma_3 = 1000 \cdot 10^{-6}$ | (magnetitarmer Eruptiva, etwa dem kristallinen Grundgebirge entsprechend, wirklicher Wert jedoch unsicher), |
| $H = 20\,000 \gamma$ | } mittlerer Wert für Mitteleuropa. |
| $Z = 40\,000 \gamma$ | |

Um gleichzeitig den Einfluß der Streichungsrichtung für mitteleuropäische Breiten festzustellen, betrachten wir folgende drei Fälle:

- $\varepsilon = 0$ d. h. ost-westliche Streichungsrichtung,
- $\varepsilon = 90^\circ$ d. h. nord-südliche "
- $\varepsilon = 180^\circ$ d. h. west-östliche "

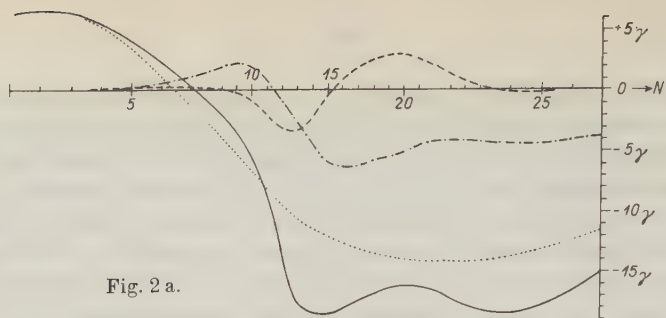


Fig. 2 a.

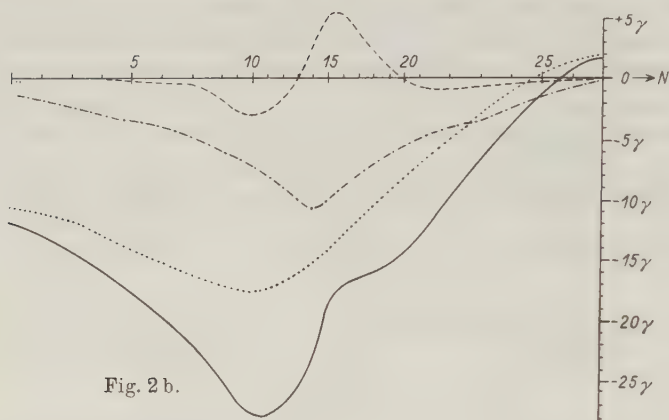


Fig. 2 b.

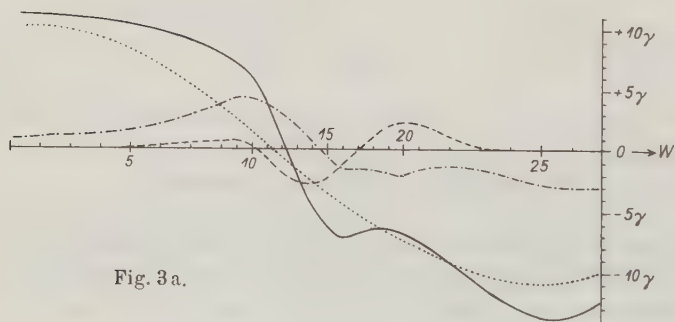


Fig. 3 a.

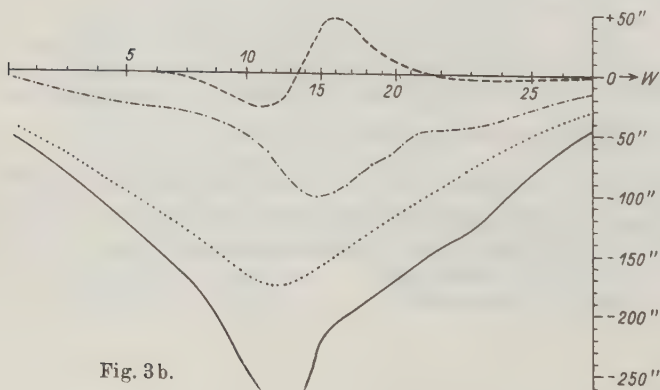


Fig. 3 b.

Das Ergebnis, welches die Anwendung der Formeln (III) auf die Figuren 4 in Heft 5 dieser Zeitschrift (S. 217) ergibt, ist in den Figuren 2 bis 4a und b graphisch dargestellt, und zwar bedeutet wieder:

- | | |
|---------------------|---|
| 1. Gestrichelte | Kurve = Wirkung der Schicht von der Magnetisierbarkeit κ_1 , |
| 2. Strichpunktierte | " = " " " " " " " " " κ_2 , |
| 3. Punktierte | " = " " " " " " " " " κ_3 , |
| 4. Ausgezogene | " = Superposition der drei Teilwirkungen. |

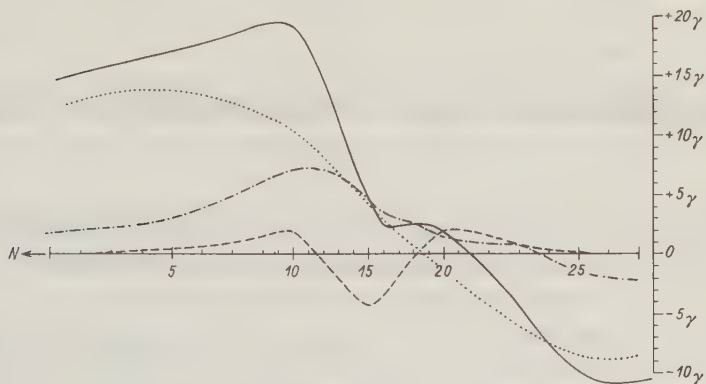


Fig. 4a.

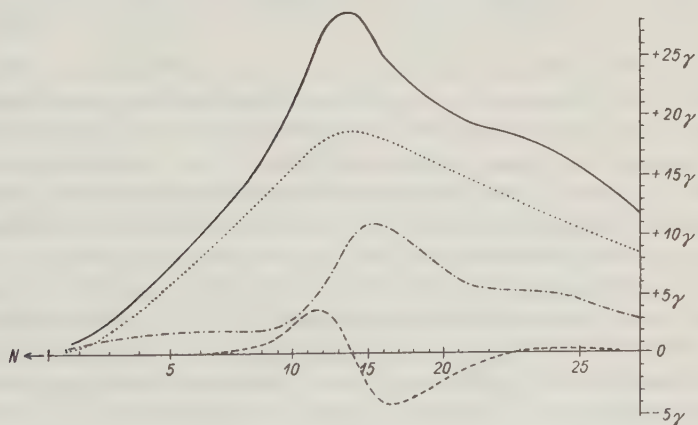


Fig. 4b.

Wie sich die erdmagnetische Störung als Ursache der einzelnen Formationen zusammensetzt, kann man im einzelnen aus den Figuren entnehmen.

In Wirklichkeit wird es nicht möglich sein, derartige genaue Analysen lokaler erdmagnetischer Störungen auszuführen. Das Beispiel bezweckt auch lediglich, die praktische Anwendung der Diagramme zu erläutern und ein Bild von der Zusammensetzung erdmagnetischer Anomalien zu geben. Über die

quantitativen Beziehungen zwischen lokalen erdmagnetischen Störungen und die sie verursachenden Massen wissen wir bis jetzt — außer was die Größenordnung der Störungen anbelangt — noch recht wenig. Die entwickelten Diagramme sollen eben ein einfach zu handhabendes Hilfsmittel zur Untersuchung solcher quantitativen Zusammenhänge bilden. Die Anwendung auf praktische Beispiele und Fragen muß einem späteren Aufsatz vorbehalten werden.

Vorträge, gehalten auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

vom 19. bis 21. September 1928.

Meteorologische Forschungen auf dem Nordatlantischen Ozean als Vorbereitung transatlantischen Luftverkehrs.

Von **Heinrich Seilkopf**. — (Mit sechs Abbildungen.)

Es werden Plan und Durchführung der meteorologischen Forschungsfahrten der Deutschen Seewarte auf dem Atlantischen Ozean als eine der Vorarbeiten für den transatlantischen Luftverkehr geschildert. Als wichtigstes Ergebnis wird das aus den Höhenwindmessungen abgeleitete Stromfeld der Luft über dem Nordatlantischen Ozean besprochen. Sodann wird auf die für die Luftfahrt wichtigen Kleinformen der Strömung an Inseln und Küsten hingewiesen, für deren Erklärung die Prandtl'sche Grenzschichtlehre grundlegend ist.

Dem Schiffsverkehr auf dem Ozean folgt der Luftverkehr. Wie für die Schifffahrt das Meer vermessen wird, seine Tiefen abgelotet, seine Strömungen messend verfolgt werden, muß für die Luftfahrt das Luftmeer, vor allem hinsichtlich seiner Strömungen vermessen werden. Denn bei den jetzigen und in absehbarer Zeit in Frage kommenden Geschwindigkeiten und Flugweiten der Luftfahrzeuge sind Windrichtung und -geschwindigkeit für Ozeanüberquerungen sehr bedeutungsvoll, vielfach sogar für das Gelingen entscheidend.

Wind-, Temperatur- und Feuchtigkeitsverhältnisse in der Höhe über den östlichen Teilen vom Atlantischen Ozean, vereinzelt auch über der Karibischen See sind bereits vor 15 bis 20 Jahren durch Hergesell, Teisserenc de Bort und Rotch erforscht worden. Auf dem Pic von Tenerife hat Wenger Höhenwindmessungen durchgeführt. Die Methode der Höhenwindmessungen vom fahrenden Schiffe aus wurde besonders von der Deutschen Seewarte gepflegt und weiterentwickelt, die auf Anregung und Leitung von Köppen auf Handelsdampfern und Segelschiffen die Höhenwinde messen ließ. Die Ergebnisse dieser Fahrten sind für das Nordatlantische Passatgebiet von A. Peppler¹⁾ und Sverdrup²⁾ zusammenhängend bearbeitet worden. Jedoch beziehen sich diese Arbeiten, von den Passatstudien Hergesells³⁾ in der Karibischen See abgesehen, auf die östliche Hälfte vom Ozean. Von der Mitte und den westlichen Teilen des Nordatlantischen Ozeans lagen bisher kaum Beobachtungen aus der Höhe vor.

Als das Problem transatlantischen Luftverkehrs näher rückte, waren nicht nur diese Beobachtungslücken auszufüllen, sondern systematisch das Stromfeld der Luft und die für die Luftfahrt wichtigen meteorologischen Erscheinungen zu erkunden. Im Jahre 1921 trat aus den Kreisen der Luftfahrzeugindustrie an die Deutsche Seewarte die Anregung zu solchen Arbeiten heran. Gerade damals war es A. Wegener und Kuhlbrodt⁴⁾ gelungen, die Methode der Höhenwindmessung auf See zu verbessern: Auf früheren Fahrten wurde der mit Wasserstoffgasfüllung steigende Gummiballon einerseits über den Kompaß hinweg zur Bestimmung des Azimuts, andererseits mit dem Sextanten zur Bestimmung des Höhenwinkels angepeilt. Bei dieser verhältnismäßig rohen Methode ging namentlich bei bewegter See der Ballon häufig schon in geringer Höhe verloren. A. Wegener und Kuhlbrodt schalten vor das Fernrohr eines kardanisch aufgehängten Ballontheodolits eine nach dem Sextantenprinzip angeordnete Spiegeleinrichtung, durch die die Kimm in das Gesichtsfeld des Fernrohrs hineingespiegelt wird. Dieser „Spiegeltheodolit“ gestattet, bei der Beobachtung das Ballonbild auf dem Bilde der Kimm zu halten, das mit dem Schiff schwankende Bild der Kimm als Nulllinie der Höhenwindmessung zu benutzen und bei sehr starken Schiffsschwankungen das Ballonbild in der Nähe des Kimmbildes wiederzufinden. Auf dieser Methode fußend, hat die Seewarte 1922 begonnen, auf ihrem traditionellen Arbeitsgebiet, dem Atlantischen Ozean, das Luftmeer planmäßig zu durchforschen.

Dank der tatkräftigen Unterstützung von Schiffahrt und Luftfahrt, der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft und des Reichsverkehrsministeriums, Abt. Luftfahrt, hat die Seewarte seither neun Forschungsfahrten durchgeführt. An diesen Fahrten nahmen im allgemeinen zwei Meteorologen teil; an zwei Fahrten waren Vertreter des ausübenden Luftverkehrs beteiligt. Die ersten drei Fahrten gingen nach Kuba und Mexiko, um einen möglichst weitreichenden Schnitt durch das Westwind- und Nordostpassatgebiet zu erhalten, und um gleichzeitig Grundlagen für die meteorologische Beratung der Ozeanfahrt des Zeppelinluftschiffes L. Z. 126 im Oktober 1924 zu schaffen. Die vierte und achte Fahrt führten im Hinblick auf die Luftverkehrsprojekte Südosteuropa–Südamerika nach Brasilien und dem La Plata. Die neunte Fahrt wurde aus dem gleichen Grunde nach den Kanarischen Inseln angesetzt. Die fünfte bis siebente Fahrt wurden nach der Nordküste von Südamerika und Westindien ausgeführt. Die siebente Fahrt wurde so angesetzt, daß sie gleichzeitig mit dem letzten Fahrtabschnitt der Deutschen Atlantischen Forschungsexpedition auf dem „Meteor“ stattfand, so daß ihre Beobachtungen die „Meteor“-Ergebnisse ergänzen können. Hinzukommen zwei Studienfahrten von Dr. Georgii nach Island und die kürzlich beendete Forschungsfahrt der Seewarte auf dem Vermessungsschiff „Meteor“ nach Island–Grönland, die die Beobachtungsreihen der Seewarte nach Norden beträchtlich erweitern, und die auch der meteorologischen Erkundung des Nordweges des nordatlantischen Luftverkehrs dienen. Auf der sechsten und achten Forschungsfahrt konnte in enger Zusammenarbeit mit der Deutsch-Kolumbianischen Luft-

verkehrsgesellschaft Scadta und mit dem Condor-Syndikat an der Karibischen See und an der Ostküste von Südamerika eine Reihe aerologischer Meßflüge durchgeführt werden. Die Entwicklung drängt jedoch dahin, nicht nur auf einzelnen Forschungsfahrten Stichproben von den Strömungsverhältnissen in der Höhe zu gewinnen, sondern durch laufende Höhenwindmessungen das Stromfeld über dem Atlantischen Ozean in seinen zeitlichen und räumlichen Schwankungen zu überwachen. Das dankenswerte Entgegenkommen der großen Reedereien und die opferwillige Arbeit der Schiffsoffiziere haben es ermöglicht, an Bord von Handelsschiffen Höhenwindmeßstellen einzurichten, deren Ergebnisse regelmäßig drahtlos der Heimat übermittelt werden. Von den bisher bewilligten vier Höhenwindmeßstellen auf Handelsschiffen sind bereits zwei — an Bord der „Monte Olivia“ und der „Cleveland“ — in Betrieb. Da an den Einweisungsfahrten für beide Schiffe Meteorologen teilnahmen, konnte bei diesen Fahrten A und B auf den Schifffahrtswegen nach dem La Plata und nach New York nahezu gleich umfangreiches Beobachtungsmaterial gewonnen werden, wie auf den eigentlichen Forschungsfahrten.

Auf den bisher durchgeführten Forschungsfahrten sind außer zahlreichen sonstigen meteorologischen Beobachtungen mehr als 1000 Höhenwindmessungen auf dem Atlantischen Ozean und an seinen Ufern gewonnen worden. Die Ergebnisse des größten Teiles der Fahrten sind in der Schriftenreihe „Aus dem Archiv der Deutschen Seewarte“ veröffentlicht oder im Druck ⁵⁾. Die eingebrachten Beobachtungen gestatten einen Überblick über das Stromfeld der Luft über dem Nordatlantischen Ozean.

Die für das Verständnis der Zirkulation wie für die Luftfahrt gleich wichtige Grenze zwischen den östlichen Winden der Subtropen und Tropen und den westlichen Winden steigt von der Nordgrenze des Nordostpassats äquatorwärts an. Über dem westlichen und mittleren Teile vom Ozean erfolgt nach den Beobachtungsreihen der Forschungsfahrten diese Erhebung in der kälteren Jahreshälfte verhältnismäßig flach: Auf der ersten und zweiten Fahrt erreichte die Grenze zwischen östlichen und westlichen Winden von 28 bzw. 25° nördl. Breite von der Meeresoberfläche ansteigend unter 20° nördl. Breite erst 6 km Höhe; fast den gleichen Wert ergibt das von A. Wegener und Kuhlbrodt ⁶⁾ auf Grund ihrer Höhenwindmessungen und der amerikanischen Wolkenbeobachtungen in Westindien gebildete Mittel. Je weiter die Jahreszeit vorrückt, desto weiter schiebt sich die Grenze nach Norden und desto steiler verläuft sie. Im Sommer und Herbst erhebt sie sich über den westlichen und mittleren Teilen des Ozeans sehr steil. Es sind sogar Fälle beobachtet worden, in denen die östlichen Winde bereits in der Höhe einsetzten, als am Boden noch westliche Winde wehten. Andererseits zeigen für den östlichen Teil vom Nordatlantischen Ozean die früheren Ergebnisse von A. Pepler und Sverdrup auch im Sommer ein sehr flaches Ansteigen vom Boden unter 38° nördl. Breite bis auf 5 km Höhe erst unter 20° nördl. Breite; erst dann geht die Grenze ebenfalls sehr steil in die Höhe. In einem Ostwestschnitt auf 25 bis 30° nördl. Breite erhebt

sich die Grenze zwischen 20 und 30° westl. Länge flach, um weiter westlich im Sommer bis zu sehr großen Höhen anzusteigen; die 10 km überschreitenden Höhenwindmessungen weisen dort überwiegend östliche Komponenten auf. Westlich von 75° westl. Länge beginnt sich die Grenze wieder zu senken.

Die polwärts sich abdachende Grenze zwischen westlichen und östlichen Winden, deren mittlere Lage kurz skizziert wurde, schwankt jedoch im Einzelfalle mit der allgemeinen Wetterlage, mit den Störungen der allgemeinen Zirkulation. Namentlich in den Beobachtungen der dritten Fahrt konnte für den westlichen Teil vom Ozean nachgewiesen werden, daß über den ostwärts ziehenden Tiefausläufern die Grenze der oberen Westwinde tiefer herabkommt. Sie scheint Wellen zu schlagen, die den Wellen des Luftdruckfeldes entsprechen. Das Südwärtsgreifen und Tieferkommen der Westströmung bedingt in der kälteren Jahreshälfte einen Zustrom kälterer Luftmassen vom Festlande her. Wolkenbildung und Niederschläge sind die Folge. Derartige Wetterverschlechterungen ließen sich bis weit in die mittelamerikanischen Tropen, bis in die Karibische See hinein verfolgen. Für die Dynamik der Wetterverschlechterungen in den Tropen sind daher diese Schwankungen des räumlichen Stromfeldes wesentlich.

Zur Beurteilung des Luftaustausches zwischen niederen und höheren Breiten ist eine ebenfalls äquatorwärts ansteigende Grenze zwischen nördlichen und südlichen Komponenten von Bedeutung, die auf einigen der Forschungsfahrten zwischen 20 und 40° nördl. Breite in der Höhe klar hervortritt. Nördlich von ihr wehen nordwestliche bis nordöstliche, südlich überwiegend südöstliche Winde.

Das Stromfeld der Luft läßt sich aber am besten durch Stromlinien für die verschiedenen Höhenschichten darstellen. Für den Nordatlantischen Ozean sind derartige mittlere Stromlinienkarten zurzeit in Bearbeitung. In vorläufiger Darstellung — Einzelheiten können sich bei Verarbeitung weiteren Beobachtungsmaterials noch ändern — können die Karten für die Höhenschichten 1 bis 1.5, 4 bis 5 und 6 bis 7 km erläutert werden. In den Sommerkarten sind für den östlichsten Teil vom Nordatlantik, östlich von 30° westl. Länge, die Darstellungen von Sverdrup verwertet. Daß die Ergebnisse der Seewartenfahrten sich zwanglos in guter Übereinstimmung an die Sverdrupschen Werte anschließen lassen, ist mit ein Beweis dafür, daß die auf Grund der bisherigen Fahrten ermittelten Stromlinien den mittleren Strömungsverhältnissen recht nahe kommen dürften. In der wärmeren Jahreshälfte sind jedoch die Höhenwindmessungen nordwestlich des Größtkreises Floridastraße-Kanal noch nicht zur Darstellung gelangt, da sich ein abschließendes Urteil über die mittleren Verhältnisse infolge der mit der Depressionstätigkeit zwischen SE und NW über W stark schwankenden Strömungen noch nicht bilden läßt. Nach den bisher aus diesem Abschnitt vorliegenden Messungen scheint allerdings in den Schichten von 4 bis 5 und 6 bis 7 km westnordwestlicher bis nordwestlicher Wind zu überwiegen.

In der kälteren Jahreshälfte ist in dem betrachteten Sektor, der im Süden etwa durch die Verbindungslinie Trinidad-Madeira, im Norden durch die von

New York nach dem Kanal begrenzt wird, das Stromfeld verhältnismäßig einfach:
Aus den Tropen strömen in der Höhe südöstliche Winde polwärts ab, die mit

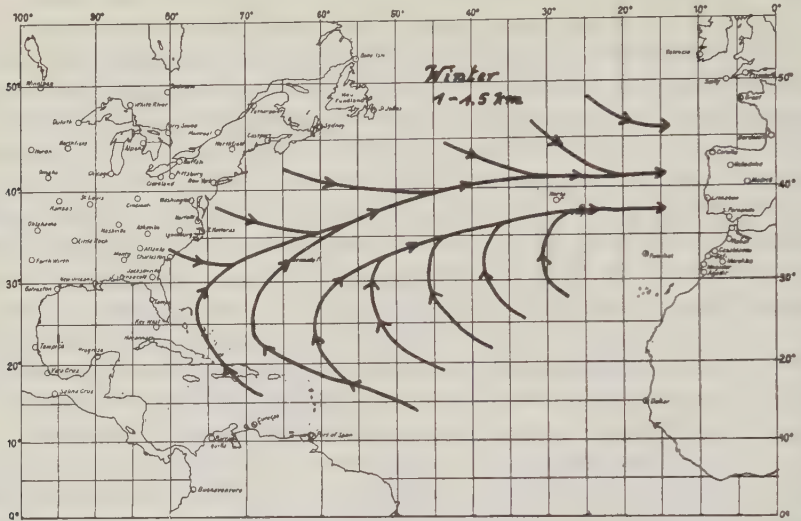


Fig. 1.

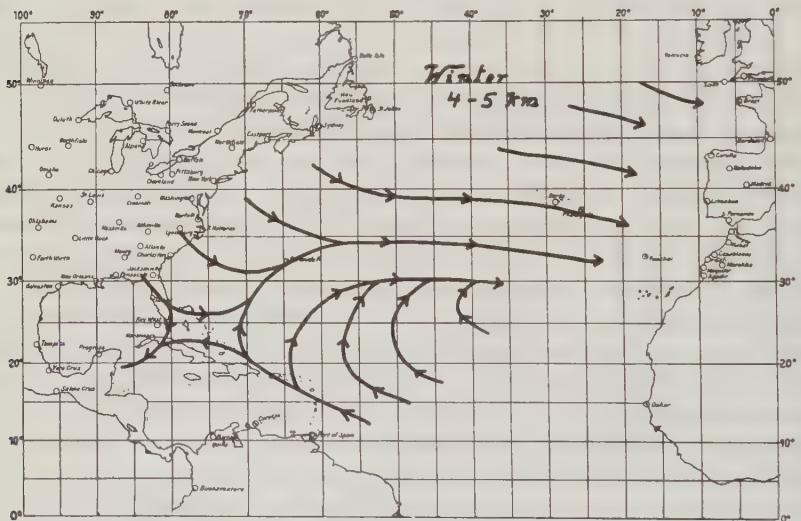


Fig. 2.

zunehmender Breite über S auf SW drehen. Weiter nördlich folgt nach einer Konvergenz eine Strömung aus WNW. Diese Konvergenzlinie zwischen südwestlichen und westnordwestlichen Winden erhebt sich mit abnehmender Breite

äquatorwärts: In der Schicht von 1 bis 1.5 km verläuft sie ungefähr von der Wurzel Floridas nach der Portomündung, während sie in 4 bis 5 km Höhe von

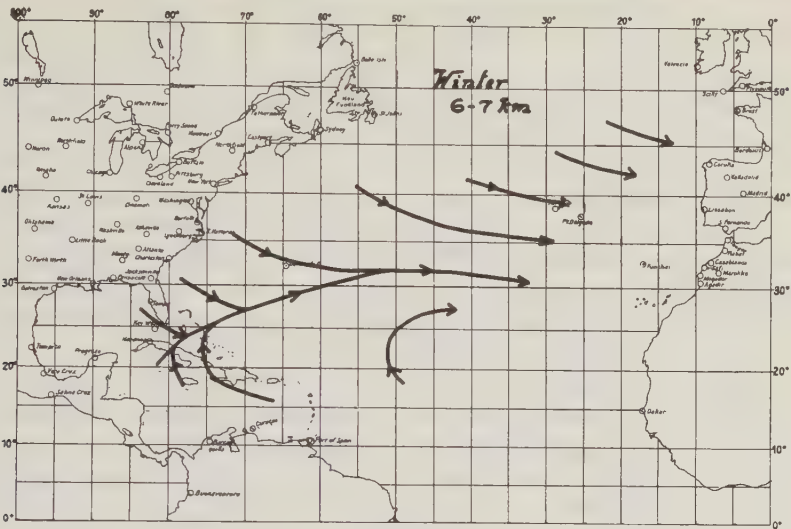


Fig. 3.

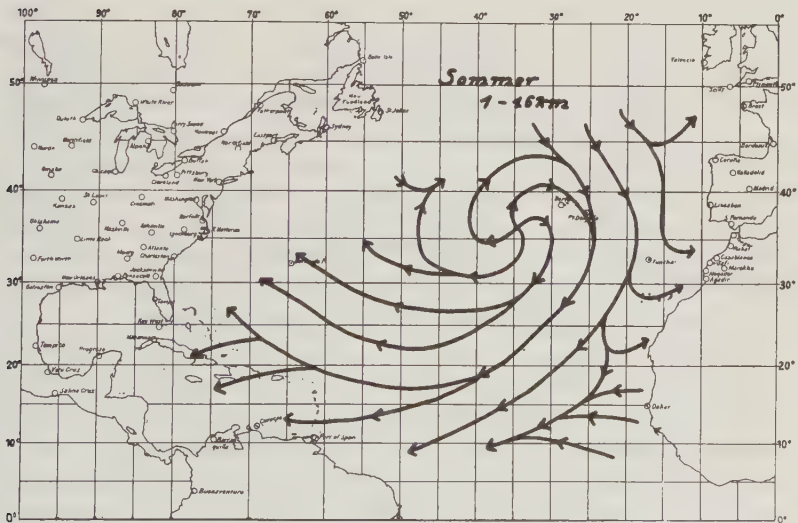


Fig. 4.

den Bahamainseln ausgehend auf dem Ozean etwa beim 30. Breitengrad sich hinzieht, um in 6 bis 7 km Höhe ähnlich, vielleicht noch etwas südlicher, zu laufen. Der Nordostpassat tritt in den dargestellten Höhenschichten des be-

trachteten Sektors im Mittel nicht mehr in Erscheinung; Einzelaufstiege zeigen ihn nur in den untersten Luftschichten.

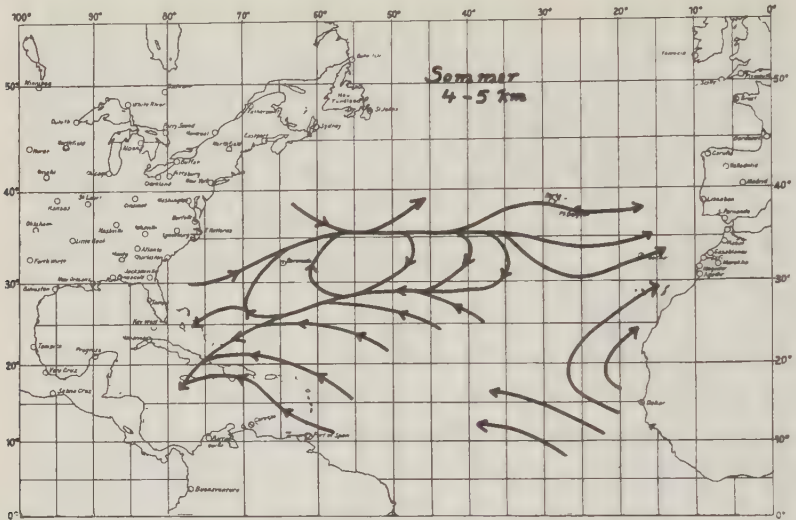


Fig. 5.

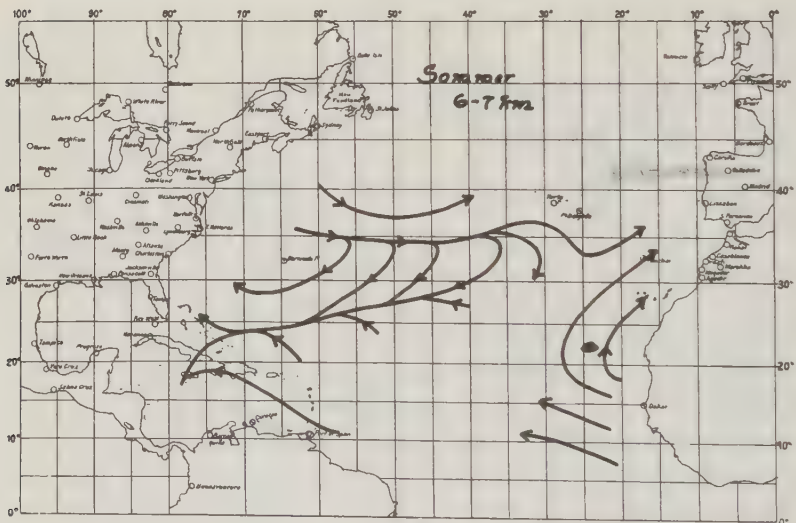


Fig. 6.

In der wärmeren Jahreshälfte tritt in 1 bis 1.5 km Höhe ein Divergenzpunkt südwestlich der Azoren klar hervor. Von ihm greift nordöstliche Strömung bis nach den Antillen herüber, um jedoch nordwestlich der Linie Azoren-Haiti

auf Südost zu drehen. Das Strömungsfeld entspricht der mächtigen Entwicklung des subtropischen Hochdruckgebiets der Roßbreiten im Sommer. In 4 bis 5 km ist in dem Stromfeld der Einfluß des subtropischen Hochdruckgebiets bereits sehr stark zurückgedrängt: Östlich von 35° westl. Länge sind bis 20° nördl. Breite herunter Winde aus westlichen Richtungen vorherrschend, während in der Mitte des Ozeans auf etwa 35° nördl. Breite eine Divergenzlinie erscheint. Südlich der Divergenzlinie ist die nordöstliche Strömung noch vorhanden, sie mündet in eine Konvergenzlinie auf etwa 29° nördl. Breite, südlich von der wieder eine breite südöstliche Strömung auftritt, die sich bis 10° nördl. Breite verfolgen läßt. Ähnlich ist das Stromlinienbild in 6 bis 7 km Höhe. Wieder ist auf der Mitte des Ozeans unter 35° nördl. Breite die Divergenzlinie zwischen westlichen bis westnordwestlichen Winden und nordöstlichen Winden erkennbar, während von den Bahamainseln in Richtung auf die Gibraltarstraße — etwas südlicher als im tieferen Niveau — eine Konvergenzlinie sich hinzieht. Im Sommer reichen somit innerhalb eines zwischen den Azoren, den Cap Verden, Kuba und Cap Hatteras gelegenen Sektors die östlichen Winde bis zu großen Höhen empor. Die höheren Aufstiege der Sommer- und Herbstfahrten haben in 10 bis 15 km östliche Winde beobachtet. Diesen Strömungsverhältnissen dürfte eine Druckverteilung in der Höhe entsprechen, die einen von der westafrikanischen Küste zwischen Kanaren und den Cap Verden westwärts und einen von der Südostküste der Vereinigten Staaten in Richtung auf die Bermuden ostwärts vorstoßenden Hochdruckkeil aufweist. Dazwischen scheint sich eine Rinne tieferen Luftdrucks von den Kleinen Antillen in Richtung auf die Gibraltarstraße hinzuziehen. Diese Druckverteilung ist auf den Einfluß der sommerlich erwärmten Festländer Nordafrikas und des südlichen Nordamerika zurückzuführen.

Die jahreszeitlichen Schwankungen des Stromfeldes über dem Nordatlantischen Ozean weisen monsunartige Züge auf. In den starken Einflüssen der umgebenden Festländer zeigt es sich, daß der Atlantische Ozean nur als ein verhältnismäßig schmaler Kanal zwischen dem eurasisch-afrikanischen und dem amerikanischen Festlandblock aufzufassen ist, über dem sich die große Zirkulation nicht ungestört entwickeln kann.

Auf allen sechs Höhenwindkarten tritt südlich von 30° nördl. Breite südöstliche Strömung hervor. Nach den Karten von Sverdrup läßt sie sich östlich von 30° westl. Länge bis zum Äquator verfolgen. Zuweilen greift sie bis in bedeutender Breite bis zur Meeresoberfläche herab und verdrängt den Nordostpassat. Die erhebliche vertikale Mächtigkeit und horizontale Ausdehnung der Südostströmung deutet darauf, worauf bereits früher⁷⁾ hingewiesen wurde, daß ihr zum mindesten im Nordsommer zuweilen Luftmassen angehören, die, nordost-südwestlichen Druckgradienten folgend, von der Südhalbkugel über den Äquator hinübergetreten und in das Strömungssystem der Nordhalbkugel einbezogen sind.

Das Stromfeld der Luft wird überlagert von Störungen, die einerseits im großen durch die Schwankungen der Wetterlage, andererseits im kleinen durch die Hindernisse bedingt sind, die Inseln und Küsten für die Strömung bilden. Die Kleinformen des Strömungsbildes sind nicht nur für die Luftfahrt von Bedeutung, sondern auch meteorologisch von Interesse. Den Strömungsvorgängen an Hindernissen ist daher auf den Forschungsfahrten besondere Aufmerksamkeit geschenkt worden. Um das Hindernis schmiegt sich eine Schicht, deren individuelle Teilchen infolge der Reibung stark gebremst sind. In dieser Schicht setzen nach der Prandtl'schen Grenzschichtlehre⁶⁾ sekundäre Strömungsvorgänge ein, die der hydrodynamischen Druckverteilung am Hindernis folgen. Auf der Luvseite herrscht infolge des Auseinandertretens der Stromlinien Geschwindigkeitsabnahme und Druckzunahme, an den Flanken und oberhalb des Hindernisses dagegen Zusammendrängung der Stromlinien, Geschwindigkeitszunahme und Druckabnahme, während achtern erneut Geschwindigkeitsabnahme und Druckzunahme festzustellen ist. Im leeseitigen Abschnitt beginnt daher die Grenzschicht vom achteren Staupunkt zu dem Druckminimum zu strömen, eine Strömung, die entgegen der allgemeinen Strömung erfolgt. Zwischen dieser Grenzschichtströmung und der allgemeinen Strömung tritt daher Aufwirbelung ein. Das zu Wirbeln zusammengeschlossene Grenzschichtmaterial reißt ab und wandert mit der allgemeinen Strömung nach achtern, so daß sich hinter dem Hindernis eine Wirbelstraße abwandernder Wirbel ausbildet. Die Strömungsvorgänge in Luv werden maßgebend von der Form des Hindernisses beeinflusst. Bereits vor dem Hindernis wird die Strömung abgehoben. Entsteht so zwischen dem luvseitigen Hindernishang und der abgehobenen Strömung ein Luftpörper größeren Ausmaßes, so kann sich dort ein Totluftpörper ausbilden, in dem eine Zirkulation einsetzt. An der Meeres- oder Erdoberfläche geht die Strömung vom Staupunkt vom Hindernis fort, während sie auf der Oberseite des Totluftkeils mit der von dem Hindernis abgehobenen Strömung mitgerissen wird. So bildet sich ein Luvwirbel aus, der bei geeigneter Form des Hindernisses stationär ist. Ob der Luvwirbel allein hydrodynamisch verständlich ist, scheint noch nicht völlig geklärt. In vielen Fällen ist er zweifellos durch thermodynamische Vorgänge wesentlich beeinflusst. Bei steil aus dem Meere ansteigenden Inseln und Küsten sind bei auflandigen Winden Luvwirbel ausgeprägt zu erwarten. Beispielsweise war ein auf der dritten Forschungsfahrt auf der Südseite der Azoreninsel San Miguel beobachteter Luvwirbel in der Wolkenform deutlich ausgeprägt: Wie eine Böenwalze lag ein wagerechter Wolkenwirbel parallel der Steilküste. Die mit der Strömung abreißenden Leewirbel sind häufig auf der Leeseite von Inseln beobachtet worden. Typische, in der Wolkenform abgebildete Fälle traten ebenfalls auf den Azoren auf.

Die Kenntnis des Stromfeldes der Luft mit seinen räumlichen und zeitlichen Schwankungen im großen bildet für die Luftfahrt die Grundlage der meteorologischen Großnavigation, die den Kurs nach Höhe und Azimut absetzt. Auf der Kenntnis der Kleinformen der Strö-

mung, namentlich der Strömung an Hindernissen beruht ein wesentlicher Teil der meteorologischen Kleinnavigation, die für das Ansteuern von Inseln und Küsten und für das Starten und Landen in deren Bereich bedeutungsvoll ist.

Literatur.

¹⁾ A. Peppler: Die Windverhältnisse im nordatlantischen Passatgebiet. Beitr. z. Phys. d. freien Atmosphäre 1912, S. 35—50.

²⁾ H. U. Sverdrup: Der nordatlantische Passat. Veröffentl. d. Geophys. Instituts Leipzig II, 1. 1917.

³⁾ H. Hergesell: Passatstudien in Westindien. Beitr. z. Phys. d. freien Atmosphäre 1912, S. 153—187.

⁴⁾ A. Wegener und E. Kuhlbrodt: Der Spiegeltheodolit für Pilot- und freie Registrierballonaufstiege auf See. Annalen d. Hydrographie und maritimen Meteorologie 1922, S. 241—244.

⁵⁾ Dieselben: Pilotballonaufstiege auf einer Fahrt nach Mexiko März bis Juni 1922. Aus dem Archiv der Deutschen Seewarte 1922, Nr. 4. — A. Mey: Pilotballonaufstiege auf einer Fahrt nach Mexiko September bis Dezember 1922. A. 1923, Nr. 4. — H. Seilkopf und G. Stüve: Ergebnisse von Höhenwindmessungen auf dem Nordatlantischen Ozean und im Golf von Mexiko Februar bis Mai 1923. A. 1925, Nr. 2. — W. Georgii und H. Seilkopf: Ergebnisse einer flugwissenschaftlichen Forschungsreise nach Columbia (S.-A.). A. 1926, Nr. 3. — P. Perlewitz: Höhenwindmessungen und andere Beobachtungen zwischen dem Kanal und dem La Plata März—Juni 1924. A. 1928, Nr. 3. — K. Knoch und A. Lohr: Ergebnisse von Höhenwindmessungen auf dem Nordatlantischen Ozean und dem Karibischen Meer im April und Mai 1927. A. 1928, Nr. 4.

⁶⁾ A. Wegener und Kuhlbrodt: Pilotballonaufstiege usw.

⁷⁾ H. Seilkopf: Flugmeteorologische Ergebnisse der Ozean-Studienfahrten der Deutschen Seewarte. Annalen 1927, S. 177—183, 211—215.

⁸⁾ L. Prandtl: Die Entstehung von Wirbeln in einer Flüssigkeit mit kleiner Reibung. Zeitschr. f. Flugtechn. u. Motorluftschiffahrt 1927, S. 489—496. — Derselbe: Antworten auf die Ahlbornschen Ausführungen über „Die Ablösungstheorie der Grenzschichten und die Wirbelbildung“. Jahrb. d. Wissenschaftl. Gesellsch. f. Luftfahrt 1927, S. 177—188.

Statistische Mechanik der Atmosphäre.

Von **Fr. Baur**, Berlin.

Es ist eine bekannte Tatsache, daß bisher alle Versuche, das Wetter oder Teile der Wettererscheinungen mit Hilfe der Gleichungen der klassischen Mechanik vorauszusagen, gescheitert sind. Auch der bislang ausführlichste derartige Versuch, Richardsons „Weather prediction by numerical process“, der sich auf eine Vorhersage für nur sechs Stunden beschränkte, lieferte keine befriedigende Übereinstimmung zwischen dem theoretisch errechneten und dem wirklich eingetretenen Wetter. Die Frage nach dem Grunde dieses Versagens der klassischen Ansätze pflegt von den Meteorologen je nach ihrer grundsätzlichen

Einstellung verschieden beantwortet zu werden, und zwar kann man in bezug hierauf zwei Richtungen unterscheiden: Die Klassiker der Meteorologie sind der Anschauung, daß nach Überwindung gewisser mathematischer Schwierigkeiten, die in der vollständigen Integration aller maßgebenden Differentialgleichungen liegen, und bei Vorhandensein eines umfassenden Beobachtungsstoffs aus der ganzen Atmosphäre die Lösung des Problems der Wettervorhersage im Sinne der deterministischen Physik möglich sein müßte, daß also das bisherige Versagen der klassischen Mechanik in bezug auf die Wettervorhersage nur an dem derzeitigen unbefriedigenden Stand der theoretischen Meteorologie und an dem Mangel ausreichender Beobachtungsgrundlagen liege. Die Romantiker der Meteorologie dagegen sind der Meinung, daß selbst nach Überwindung der Schwierigkeiten, die in der mathematischen Durcharbeitung des Problems und in der Beschaffung wirklich vollständiger Beobachtungsgrundlagen liegen, eine „absolut sichere“ Wettervorhersage nicht möglich sein werde, da nach ihrer Ansicht infolge vorhandener Unstetigkeiten gewisse zufällige Züge im Wetter enthalten seien.

Nach meiner Auffassung -- die in gewissem Sinne zwischen den eben geschilderten einander entgegengesetzten Anschauungen vermittelt -- ist es ohne Belang, ob wir annehmen, daß wir alle das Wetter ausmachenden kommenden Zustände genau vorausberechnen könnten, wenn wir die genauen Anfangsbedingungen und alle Einflüsse kennen würden, oder ob wir das nicht annehmen; denn es wird kaum je möglich sein zu entscheiden, ob jene Annahme richtig oder unrichtig ist, da es wohl als ausgeschlossen gelten kann, daß wir je über so vollständige Beobachtungen aus der ganzen Erdatmosphäre verfügen werden, daß wir aus einem gegebenen Anfangszustande im Sinne der klassischen Mechanik die Bewegung eines beliebig abgegrenzten Massenteils der Atmosphäre in ihrem zeitlichen Ablauf eindeutig bestimmen könnten. Diese Einsicht weist gebieterisch auf die Notwendigkeit hin, zur Lösung des Problems der Wetter- und Witterungsvorhersage und anderer Aufgaben der Physik der Atmosphäre eine andere Berechnungsweise aufzubauen. Wegen ihrer gleich näher zu besprechenden Eigenart können wir sie als statistische Mechanik der Atmosphäre bezeichnen.

Wenn wir die Gleichungen der klassischen Mechanik auf die atmosphärischen Erscheinungen anwenden, so bedienen wir uns dabei stets gewisser vereinfachender Annahmen. Dadurch geht die getreue Abbildung der Wirklichkeit verloren. Halten wir uns an die tatsächlichen Beobachtungen, so erscheinen die uns durch die Erfahrung zugänglichen Zusammenhänge nicht als funktionelle, sondern als stochastische. Wir setzen demnach an die Spitze unserer statistischen Mechanik der Atmosphäre das Axiom: Die bei den dynamischen und thermodynamischen Vorgängen in der Atmosphäre auftretenden Abhängigkeiten sind (für uns) stochastische Zusammenhänge, d. h. eine von irgendwelchen Veränderlichen X_1 bis X_n abhängige Veränderliche X_0 erscheint auch nach dem Festlegen der Werte von $X_1 \dots X_n$ immer noch als eine „zufällige Ver-

änderliche“ im Sinne der Wahrscheinlichkeitsrechnung. Damit stellen wir uns nicht etwa einseitig auf die Seite der Romantiker. Wir haben ja ausdrücklich die Frage, ob sich die Bewegung eines beliebig abgegrenzten Massenteils der Atmosphäre eindeutig bestimmen ließe, wenn ein Anfangszustand vollkommen gegeben wäre, offengelassen. Jenes Axiom ist vielmehr nur ein Ausdruck dafür, daß wir eben nicht den gesamten Ursachenkomplex der atmosphärischen Erscheinungen überblicken können.

Als zweites Axiom stellen wir die Behauptung auf, daß die relativen Häufigkeiten der Erscheinungen und Vorgänge in der Atmosphäre in unbegrenzt fortgesetzt gedachten Folgen, die unter den gleichen wesentlichen Bedingungen stattfinden, Grenzwerte besitzen. Diese Behauptung gründet sich auf die Erfahrung, daß die Schwankungen in der relativen Häufigkeit meteorologischer Erscheinungen immer kleiner werden, je größer die Zahl der angestellten Beobachtungen ist, was ich speziell für die Tagestemperatur im Januar in Berlin in meinem Büchlein „Korrelationsrechnung“ aufgezeigt habe.

Mit der Annahme dieser beiden Axiome werden wir in die Lage versetzt, die Operationen der Wahrscheinlichkeitsrechnung auf die atmosphärischen Vorgänge anzuwenden. Dabei sind zwei Eigentümlichkeiten für den wahrscheinlichkeitstheoretischen Aufbau der statistischen Mechanik der Atmosphäre kennzeichnend: 1. werden als Ausgangswahrscheinlichkeiten die tatsächlich beobachteten relativen Häufigkeiten eingesetzt, worin die Berechtigung zur Bezeichnung „statistische“ Mechanik liegt, und 2. wird von mehreren Kollektiven mit im allgemeinen verschiedener Verteilung ausgegangen. Hierin unterscheidet sich die statistische Mechanik der Atmosphäre wesentlich von der sogenannten „physikalischen Statistik“, die in der Regel nur von einem Kollektiv (z. B. der Gesamtheit der Moleküle eines Gases), oder zwar von mehreren, aber gleichverteilten Kollektiven ausgeht und welche die Ausgangswahrscheinlichkeiten auf Grund von Hypothesen über gleichmögliche Fälle gewinnt. Die Aufgabe der statistischen Mechanik der Atmosphäre ist eine doppelte: 1. die in der Atmosphäre auftretenden stochastischen Zusammenhänge zu untersuchen und vermittelt geeigneter Maßzahlen zu messen, 2. Wetterelemente und ihre Änderungen aus den Veränderlichen, mit denen sie stochastisch verbunden sind, durch geeignete Verfahren in ähnlicher Weise zu berechnen (vorauszuberechnen), wie dies im Bereich der funktionellen Zusammenhänge durch die Gesetzesformeln geschieht.

Die Beschaffenheit der Ausgangswerte und die Eigenart der Aufgabe weisen der statistischen Mechanik der Atmosphäre einen bestimmten, erst in den letzten Jahrzehnten entstandenen Zweig der Wahrscheinlichkeitsrechnung als theoretisches Rüstzeug zu, nämlich die Korrelationsrechnung. Darunter ist mehr zu verstehen als die allgemein bekannte, zuweilen aber recht gedankenlos gebrauchte Korrelationsmethode, die sich mit der Berechnung von einfachen Korrelationskoeffizienten und einer meistens noch dazu falschen Bestimmung ihrer wahrscheinlichen Fehler begnügt. Die Korrelationsrechnung,

die zu einem rationellen Aufbau einer statistischen Mechanik der Atmosphäre nötig ist, liegt noch nicht fertig vor, sondern ist erst in der Entwicklung begriffen.

Als ein Beispiel dafür, welche neuen Einblicke in den Mechanismus der Atmosphäre durch die Aufstellung geeigneter Maßzahlen zur Messung der stochastischen Zusammenhänge gewonnen werden können, sei erwähnt, daß die Korrelationsrechnung die Beantwortung der Frage nach dem „Sitze“ der Luftdruckschwankungen ermöglicht. Es lassen sich nämlich Maßzahlen aufstellen, die unmittelbar angeben, zu welchem Bruchteil der Schwankungen einer Veränderlichen X_0 jede einzelne der mit ihr stochastisch verbundenen Veränderlichen X_1 bis X_n beiträgt*).

Die Anwendung auf die Münchner Morgen-Registrierballonfahrten im Monat Mai ergibt folgende Maßzahlen:

	$s=0$ (p_0)	1 (t_0-10 km)	2 ($t_{10}-13$ km)	3 (p_{13})
$P_{0s} \dots \dots \dots$	—	0.235	0.09	0.675
$P_{1s} \dots \dots \dots$	0.06	—	0.17	0.77
$P_{2s} \dots \dots \dots$	0.09	0.63	—	0.28
$P_{3s} \dots \dots \dots$	0.19	0.74	0.07	—

Der Luftdruck am Boden wird also im Mai zu $23\frac{1}{2}$ Proz. durch die Troposphären-temperatur vom Boden bis zu 10 km Höhe, zu 9 Proz. durch die Temperatur der Luftschicht von 10 bis 13 km Höhe, die wir, mittleren Verhältnissen entsprechend, schematisch als Substratosphäre bezeichnen wollen, und zu $67\frac{1}{2}$ Proz. durch den Druck in 13 km Höhe bestimmt. Da die Beziehungen, wenigstens zum Teil, wechselseitige sind, kann man nicht von einer „Verursachung“ sprechen, sondern nur davon, daß die Schwankungen der einen Größe zu dem angegebenen Prozentsatz in den Schwankungen der anderen enthalten sind. Die Wechselseitigkeit der Einflüsse sehen wir sehr schön an den Maßzahlen P_{13} und P_{31} . Die Temperatur der Troposphäre wird zu 77 Proz. durch den Druck in 13 km Höhe bestimmt, umgekehrt dieser zu 74 Proz. durch die Troposphärentemperatur: Es kann ebenso die Erhöhung des Druckes in 13 km Höhe durch die Erwärmung der Troposphäre bewirkt werden, indem letztere eine Hebung der Flächen gleichen Druckes und damit — solange die Luft in den obersten Schichten nicht seitlich abfließt — eine Steigerung des Druckes in 13 km Höhe hervorruft, wie auch die Erwärmung der Troposphäre durch Erhöhung des Druckes in 13 km Höhe und dadurch erzeugte Kompression der darunterliegenden Schichten bedingt sein kann.

Ein (vorläufiges) Bild des Jahresganges der Maßzahlen für den Anteil der Temperatur der Troposphäre, der Temperatur der Substratosphäre und des

*) Die einschlägigen Formeln wurden in meinem Vortrage über „Probleme der Mehrfachkorrelation“ in der Abteilung „Mathematik“ gegeben. Vgl. auch F. Baur, Zeitschr. f. angew. Mathematik u. Mechanik 1928.

Druckes in 13 km Höhe an den Schwankungen des Bodendruckes in München (im Zeitraum 1906 bis 1927) gibt nachstehende Tabelle:

	P_{01}	P_{02}	P_{03}	Zahl der Aufstiege
Winter (XII + I + II)	0.32	0.02*	0.66	25
Mai	0.23	0.09	0.68	28
Juni und Juli	0.25	0.31	0.44*	35
August und September	0.16*	0.20	0.64	28
Oktober	0.28	0.03	0.69	24

Als Beispiel aus dem zweiten Aufgabenkreis der statistischen Mechanik erwähne ich das Problem der Vorhersage von Druckänderungen an einem Orte. Von einer Darstellung der Zustandsverteilung in der Atmosphäre durch eine Schar von Isothermenflächen und eine Schar von Isentropenflächen ausgehend, läßt sich zeigen, daß in trockener Luft, ohne Berücksichtigung von Wärmezufuhr und Wärmeentziehung durch Strahlung, Druckzunahme eintritt, wenn die horizontale Luftströmung am Erdboden im Sinne der wachsenden Entropie vor sich geht, dagegen Druckabnahme bei Strömung in Richtung der fallenden Entropie. Zur Bestimmung der Größe der Druckänderung und des Zeitbedarfes ihrer Ausbildung mit den Mitteln der klassischen Mechanik müßte die Zustandsverteilung in der ganzen Atmosphäre bekannt sein. Mit Hilfe der Korrelationsrechnung jedoch lassen sich die (stochastischen) Abhängigkeitsgesetze zwischen Luftversetzung und Entropiegefälle einerseits und Größe der Druckänderung innerhalb einer bestimmten Zeitspanne andererseits auch aus den heute verfügbaren Beobachtungen ermitteln. Daraus und in Verbindung mit anderen zahlenmäßigen Beziehungen lassen sich nichtlineare Beziehungsgleichungen aufstellen, die eine Wettervorhersage für drei Tage ermöglichen. Die erforderlichen Rechnungen wurden zunächst für die Voraussage der Sonnenscheindauer im Juli in Potsdam auf Grund der Beobachtungen von passend gewählten 12 europäischen Stationen an den 992 Julitagen der Jahre 1893 bis 1924 durchgeführt mit dem Ergebnis, daß die Voraussagen „heiter“ (für eine mittlere tägliche Sonnenscheindauer der drei Folgetage von mehr als 12 Stunden), „wolkig“ (für 4 bis 12 Stunden täglicher Sonnenscheindauer) und „vorwiegend bedeckt“ (für eine mittlere tägliche Sonnenscheindauer von weniger als 4 Stunden) mit einer größeren Eintreffwahrscheinlichkeit gegeben werden können, als sie den täglichen Bewölkungsvorhersagen nach der üblichen rechnungslosen subjektiven Methode zukommt.

Das Schwadorfer Beben vom 8. Oktober 1927.

Von V. Conrad, Wien.

Aus der Untersuchung des Schwadorfer Bebens geht die Existenz der P^* -Welle mit Deutlichkeit hervor. Auch die zugeordnete Transversalwelle konnte verifiziert werden. Es wurde weiter eine neue Px - und eine zugeordnete Sx -Welle gefunden. Die neue Px -Welle verläuft in unmittelbarer Nähe und nahezu parallel zur P_n -Laufzeitkurve. Diese Tatsache regt zur Vermutung an, daß die Px -Welle an der großen Diskontinuität erregt wird. Die Herdtiefe des Schwadorfer Bebens wird mit 28, die Mächtigkeit der Granitschicht mit 40 km berechnet. An diese Resultate werden Betrachtungen über die Natur der Erdbeben geknüpft.

Am 8. Oktober 1927 wurde der Wiener Boden seit rund 150 Jahren am stärksten erschüttert. Nach den makroseismischen Beobachtungen lag der Herd südöstlich von Wien in einer Entfernung von 26 km. Die größten makroseismischen Wirkungen (Zerstörung älterer Häuser, Herabfallen vieler Schornsteine, Mauerrisse in festen Gebäuden) wurden in Schwadorf in Niederösterreich festgestellt. Die Isoseistenkarte zeigt ein kleines elliptisches Gebiet, das von der Isoseiste 7.5 (Forel-Mercalli) eingeschlossen wird. Dem Weichbild von Schwadorf selbst kommt die mittlere geschätzte Stärke 7.9 zu.

Für die Bearbeitung des Bebens standen, dank dem freundlichen Entgegenkommen von 23 Erdbebenwarten, mit Wien 24 Diagramme zur Verfügung. Die nächste Station war Wien in 26 km, die fernste Kew in 1268 km Distanz von Schwadorf. Aus den Registrierungen von Graz, Budapest, Agram und Prag wurde das Epizentrum mit Hilfe der von V. Inglada angegebenen Methode berechnet. Als genäherte Epizentrallage wurden die Koordinaten von Schwadorf angenommen. Es ergaben sich die Verbesserungen mit $27''$ in φ und $-28''$ in λ . Da die Verbesserungen derartig klein ausfielen, wurde mit Rücksicht auf die den Beobachtungen anhaftenden Fehler schließlich das makroseismisch gefundene Epizentrum als definitives angenommen. Die Epizentralkoordinaten lauten daher

$$\varphi = 48^\circ 04' N, \quad \lambda = 16^\circ 35' E \text{ v. Gr.}$$

Als Herdzeit wurde gefunden $t_H = 19^h 48^m 55^s$. Für die P_n -Welle konnte die Laufzeitkurve von 140 bis 800 km Herddistanz mit genügender Genauigkeit durch die Gleichung

$$T = 4.0 + \Delta/8.12$$

dargestellt werden. Dabei bedeutet der Nenner von Δ die scheinbare Oberflächengeschwindigkeit der Welle. Der hier gefundene Wert kommt dem Mittel aus anderen Beben nahe. Die Differenzen der aus der Kurve errechneten Werte ergeben gegen die Einsätze einen mittleren Fehler

$$\text{m. F.} = \pm 0.9 \text{ sec.}$$

Die Kurve der individuellen Primae von A. Mohorovičić konnte mit Sicherheit festgestellt werden, jedoch nur bis zu einer Entfernung von 400 km. Bis zur Distanz von 150 km weist die Kurve eine deutliche Krümmung auf und läßt sich nicht durch eine Gerade darstellen. Der weitere Verlauf bis 400 km ist ein nahezu geradliniger. Das anschließende bis zu 766 km reichende Kurvenstück kann ebenfalls in guter Näherung durch eine Gerade charakterisiert werden, der aber eine größere Neigung gegen die Δ -Achse zukommt als der Kurve bis 400 km. Diese Anomalie findet darin eine Erklärung, daß ab etwa 400 km nicht die \bar{P} -Welle, sondern die von A. Mohorovičić berechnete $R_s\bar{P}$ -Welle registriert wurde. In dieser Analyse liegt eine gute Bestätigung der realen Existenz der $R_s\bar{P}$ -Welle. Trotz dieses anomalen Verhaltens läßt sich der herdf fernere Teil der \bar{P} -Kurve durch die Gleichung

$$T(\bar{P}) = -5.4 + \Delta/5.60$$

in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen darstellen, so daß der

$$\text{m. F.} = \pm 0.6 \text{ sec}$$

wird. Die Geschwindigkeit von 5.6 sec ist mit der von H. Jeffreys gefundenen völlig identisch. Aus der möglichst unausgeglichene \bar{P} -Kurve konnte die Wendepunktdistanz zwischen 280 und 300 km vermutet werden.

Die gelegentlich der Bearbeitung des Tauernbebens gefundene P^* -Welle konnte, ebenso wie beim Jersey- und Herefordshire-Beben von H. Jeffreys, auch beim Schwadorfer Beben vom Verfasser in guter Weise identifiziert werden. Mit Bezug auf eine Bemerkung von S. Mohorovičić mag es von Interesse sein, zu konstatieren, daß die Auftauchdistanz der P^* -Welle beim Schwadorfer Beben 250 km betrug.

Die Geschwindigkeit der P^* -Welle wurde mit 6.47 km/sec gefunden.

Eine Reihe von ziemlich gut ausgeprägten Einsätzen machte das Ziehen einer neuen Laufzeitkurve nötig, der eine Welle entspricht, für die ich die Benennung Px -Welle vorschlagen möchte. Die neue Laufzeitkurve liegt im Mittel rund 3 sec über der normalen P -Welle und läuft mit ihr nahezu parallel. Ihre analytische Form ist gegeben durch

$$T = 4.7 + \Delta/7.87.$$

Der Px -Welle kommt daher eine nur um rund 3 Proz. kleinere Geschwindigkeit zu als der normalen P -Welle. Der mittlere Fehler der beobachteten Einsätze gegen die gerechnete Kurve ist klein und beträgt

$$\text{m. F.} = \pm 0.3 \text{ sec,}$$

so daß man es hier mit einem recht wohldefinierten Kurvenzug zu tun hat.

S. Mohorovičić hat kürzlich in einer Arbeit über Nahbeben aus theoretischen Gründen eine zweite Welle zwischen der P und \bar{P} -Welle vermutet und sie in freundlicher Analogie mit P^{**} -Welle bezeichnet. Wenn ich nicht irre, so hatte Mohorovičić dabei eine Welle vor Augen, der ebenso wie der

P^* -Welle eine neue Schicht bzw. neue Diskontinuität zugeordnet werden sollte. Das scheint mir nun bei der Px -Welle nicht der Fall zu sein, weshalb ich die Benennung P^{**} -Welle lieber vermieden habe. Wegen der kleinen Geschwindigkeitsdifferenz der Pn - und der Px -Welle ergibt die Rechnung eine praktisch gleiche Schichtmächtigkeit für beide Wellen. Hervorzuheben wäre noch, daß die Laufzeitkurve der Px -Welle sich auch in dem Diagramm von B. Gutenberg im zweiten süddeutschen Beben vorfindet, dort mit α' bezeichnet wurde und sich mit der Px -Welle des Schwadorfer Bebens identifizieren ließ. Im Gutenbergschen Diagramm des ersten süddeutschen Bebens ist keine Px -Kurve eingezeichnet, läßt sich jedoch leicht den dort vorgefundenen Einsätzen anpassen. Daß man es hier nicht mit einer richtigen selbständigen Schichtwelle zu tun hat, scheint auch daraus hervorzugehen, daß sich die Kurve bis etwa 150 km an den Herd heranführen läßt. Man gewinnt unwillkürlich den Eindruck, daß sich die große Sprungschicht als Doppelschicht darstellt, die ein Wellenpaar, die Pn - und Px -Welle, zur Folge haben könnte. Es wird dabei an den von W. Schweydar ausgesprochenen und gelegentlich künstlicher Erschütterungen verifizierten Gedanken erinnert, daß für die Beschreibung des Wellenweges im Erdinnern nicht immer die Gesetze der geometrischen Optik ausreichend sein werden.

Die von H. Jeffreys entdeckte S^* -Welle konnte auch im Einsatzdiagramm des Schwadorfer Bebens wieder aufgefunden werden mit einer Geschwindigkeit von 3.6 km/sec, was dem von Jeffreys gefundenen Werte (3.7 km/sec) praktisch gleich kommt. Der Px -Welle konnte eine Sx -Welle zugeordnet werden, die freilich identisch ist mit der Sn -Welle, die Jeffreys bei den englischen Nahbeben feststellen konnte. Es hat jedoch den Anschein, daß sich bei größerer Genauigkeit einmal außer der Sx -Welle knapp darunter auch eine Sn -Welle ziehen lassen wird. Jedenfalls geben auch hier die Beobachtungen Anlaß dazu, ein Wellenpaar transversaler Natur zu erwarten. Der Sx -Welle kommt eine Geschwindigkeit von 4.32 km/sec zu.

Die von B. Gutenberg bei den süddeutschen Beben, von mir beim Tauernbeben iL genannte Welle konnte auch hier verfolgt werden. In Übereinstimmung mit den beim Tauernbeben gewonnenen Resultaten ergibt es sich auch beim Schwadorfer Beben, daß der herdnahe Teil der iL -Kurve durch die transversale \bar{S} -Welle, einer Raumwelle, hervorgerufen wird, während der weitere Verlauf dieser Kurve seine Entstehung, entsprechend der Gutenbergschen Ansicht, einer Oberflächenquerwelle verdankt.

Die im Tauernbeben mit d und α bezeichneten Wellen konnten im Laufzeitdiagramm des Schwadorfer Bebens wieder gefunden und halbwegs mit reflektierten und Wechselwellen, die von A. Mohorovičić errechnet wurden, identifiziert werden.

Die große Anzahl von Einsätzen, die sich im Einsatzdiagramm vorfinden, führte zu der Frage nach einem Kriterium, das einen Hinweis darauf abgeben sollte, wie weit das Verbinden verschiedener Einsatzpunkte durch Kurven als be-

rechichtiges physikalisches Vorgehen anzusehen sei. Zu diesem Zweck wurde der Begriff der zeitlichen Einsatzdichte bzw. deren reziproker Wert, der mittlere Zeitabstand der Einsätze aufgestellt.

Von einer wohldefinierten Laufzeitkurve kann man vielleicht nur dann sprechen, wenn der mittlere Zeitabstand der Einsätze bedeutend größer ist als die Streubreite, die durch die Differenzen der beobachteten Einsätze gegen die angenommene Laufzeitkurve gegeben erscheint.

Die Herdtiefe wurde auf Grund von verschiedenen Methoden in merkwürdig guter Übereinstimmung mit 28 km, die Dicke der Granitschicht mit 40 km bestimmt.

Die Häufung der Erdbebenherde in einer Schicht von etwa 30 km Tiefe könnte Anlaß geben zu einer Revision des von den Geologen aufgestellten Bildes der Entstehung eines Erdbebens. Nach dem heutigen Stande der seismischen Forschung könnte es fraglich erscheinen, ob überhaupt das Zustandekommen eines Erdbebens auf rein mechanischem Wege gedacht werden kann.

Das Periodogramm der internationalen erdmagnetischen Charakterzahlen.

Von Leo Wenzel Pollak, Prag. — (Mit drei Abbildungen.)

Als Beweis für die vielseitige Verwendbarkeit des Lochkartenverfahrens und der statistischen Maschinen wurden mit diesen neuen Hilfsmitteln 21 Jahrgänge der internationalen erdmagnetischen Charakterzahlen nach kohärenten und nicht persistenten Perioden durchforscht.

Auf der letzten Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Frankfurt a. M. berichtete ich über die Verwendung des Lochkartenverfahrens und der statistischen Maschinen in der Geophysik, insbesondere in der Meteorologie. Herr Prof. Nippoldt äußerte in einem nach meinem Vortrag mit mir geführten Gespräch die Absicht, bestimmte Probleme des Erdmagnetismus mit dem Lochkartenverfahren erforschen zu lassen. In dem durch dieses Gespräch ausgelösten Briefwechsel erbot ich mich, eine möglichst umfangreiche Rechenarbeit für Herrn Prof. Nippoldt oder das magnetische Observatorium in Potsdam zu übernehmen, um die Brauchbarkeit des Lochkartenverfahrens zur Lösung jedes beliebigen geophysikalischen Problems zu erweisen.

Herr Geh.-Rat Prof. Dr. Adolf Schmidt hatte die große Güte, mein Anerbieten anzunehmen und mich zu beauftragen, nach einer 30tägigen Periodizität in den erdmagnetischen Störungen zu suchen. Ich möchte nicht versäumen, auch an dieser Stelle Herrn Geh.-Rat Schmidt für das mir entgegengebrachte Vertrauen meinen ehrerbietigsten Dank zu sagen. Weiter habe ich Herrn Prof. Dr. L. Weickmann-Leipzig dafür zu danken, daß er beim Inter-

nationalen meteorologischen Komitee in De Bilt den Antrag stellte, meine Vorschläge und Ideen zum Gegenstand internationaler Beratungen zu machen.

Ohne auf die geschichtliche Seite des Problems hier eingehen zu können — ich verweise diesbezüglich auf das im Druck befindliche umfangreiche zweite Heft der „Prager Geophysikalischen Studien“ —, sei nur folgendes erwähnt: Herr Geh.-Rat Schmidt hatte vor mehr als 20 Jahren durch Betrachtung besonders starker magnetischer Störungen den Eindruck gewonnen, daß in ihrem Auftreten vielleicht eine fast genau 30tägige Periodizität besteht. Geh.-Rat Schmidt verwendete die von ihm im Potsdamer magnetischen Jahrbuch 1907 mitgeteilte 18 Jahre umfassende Reihe. — Er faßte mit dem 1. Januar 1890 beginnend zunächst immer je 36 Perioden zusammen. Hernach bildete er die Summen für die ersten und die zweiten je 108 und für 216 Perioden. Die beiden Teilreihen zeigen einen ziemlich ähnlichen Verlauf und eine deutlich ausgesprochene Schwankung. Bei Fortsetzung der Rechnung für einige weitere Jahre erhielt Herr Geh.-Rat Schmidt aber wenig übereinstimmende Resultate.

Herr Geh.-Rat Schmidt beauftragte mich, die jetzt vorliegende 21jährige Reihe der internationalen erdmagnetischen Charakterzahlen von 1906 bis 1926 zu bearbeiten, und zwar bezeichnete er es für ihn als erwünscht, die rund dreijährigen, genauer gesagt 36 Perioden umfassenden Teilreihen zu erhalten. In der Nähe der Periode 30 empfahl Geh.-Rat Schmidt ins Einzelne zu gehen, weil möglicherweise dort eine sehr scharf definierte Periodenlänge liegt, und er ordnete an, das ganze nach 30 Tagen gruppierte Material in mehrere Abschnitte von nacheinander 20, 30, 50 und 80 Perioden zu zerlegen und die zusammengehörigen dann gegeneinander um einen Tag nach links oder rechts zu verschieben, so daß die Gesamtsumme den Periodenlängen 29.5 oder 30.5, 29.67 oder 30.33 usw. entspricht.

Ich habe mich entschlossen, das Problem etwas weiter zu fassen, und nicht nur die Versuchswellenlänge von 30 Tagen abzuleiten, sondern gleich ein vollständiges Periodogramm zu berechnen, weil zur Lösung der mir gestellten Aufgabe mit dem Lochkartenverfahren höchstens 23 Stunden erforderlich waren, wovon 16 Arbeitsstunden auf die Ausfertigung der 7670 Lochkarten entfallen. Es war daher naheliegend, die nun einmal vorliegenden Lochkarten, die für alle übrigen Berechnungen unverändert verwendet werden, intensiver auszunutzen.

Gleich hier sei, um Mißverständnissen vorzubeugen, erwähnt, daß es sich in diesem, wie in allen vorhergegangenen Fällen der Anwendung des neuen Hilfsmittels keineswegs um eine bloße einfache Übertragung der im Geschäftsleben üblichen Lochkartenverfahren handelt, sondern daß der wissenschaftliche Benutzer fast immer, unter genauer Kenntnis aller Möglichkeiten der statistischen Maschinen und unter ständiger Zusammenarbeit mit dem Maschinentechniker erst den Plan der Bearbeitung des ja stets sehr umfangreichen Materials und die Schaltung der Maschinen ausarbeiten muß. So habe ich (um nur einiges

zu erwähnen), aus Gründen der Ökonomie auf die vollautomatische Bearbeitung des Materials bei der Periodogrammanalyse verzichtet und ein halbautomatisches Verfahren angegeben, was auf den ersten Blick kaum verständlich ist. Ich habe dadurch nicht nur viel mechanische Arbeit erspart, sondern auch auf diese Weise erreicht, daß ich z. B. Phasenperiodogramme in einem einzigen Arbeitsgange vollständig erledige. Auch die Aufstellung scharfer Kontrollen bedarf in jedem besonderen Falle gründlicher Überlegung und einiger Erfahrung. Wir haben sogar für die Auswertung der Lochkarten unseres klimatologischen Netzes, das soeben — wie ich betone — aktiviert wurde, eine Umarbeitung der statistischen Maschinen in nicht unwesentlichen Punkten in Angriff genommen. Ich will es bei diesen wenigen Andeutungen über die Technik der Arbeit bewenden lassen und verweise auf meine im Druck befindliche ausführliche Darstellung.

Hat man sich aber mit der „Philosophie der Lochkarte“ einmal gründlich vertraut gemacht, so kommt man bald zur Überzeugung, daß das Lochkartenverfahren von keinem anderen Hilfsmittel übertroffen wird; bei richtiger Anlage der Arbeit ist es gleich wertvoll für die Lösung einzelner theoretischer Fragen aus relativ kleinem Material, wie für die Bewältigung ungeheurer Zahlenmassen der klimatologischen oder einer anderen Statistik. Als Beweis führe ich an, daß es in wenigen Tagen möglich war, ein vollständiges Periodogramm der internationalen erdmagnetischen Charakterzahlen — unter der Hypothese persistenter Periodizitäten — abzuleiten, das einer Umordnung von **437 240 Einzelwerten** äquivalent ist, und weiter, daß ich eben wegen der mir zur Verfügung stehenden wirksamen Hilfsmittel auch dem Problem der Analyse **nicht** persistenter Schwingungen nähertreten konnte.

Die rasche Analyse wurde schließlich ermöglicht durch einen von mir berechneten und bereits in Druck befindlichen neuen „Handweiser zur harmonischen Analyse“, welcher nunmehr die Berechnung der höheren Glieder einer Fourierschen Reihenentwicklung ebenso vereinfacht, wie dies meine „Rechentafeln zur harmonischen Analyse“ für das erste Glied tun.

Dieser neue Handweiser ist aber auch für die Korrelationsforschung sehr brauchbar. Man kann bekanntlich den Korrelationsfaktor sofort hinschreiben, wenn man die harmonischen Konstituenten der zu korrelierenden Reihen kennt. Kann man sich auch die höheren Glieder der Fourierschen Analyse, wie dies nunmehr möglich ist, leicht beschaffen und ist die Konvergenz der aus den sukzessiven Gliedern der Reihe berechneten Korrelationskoeffizienten gegen seinen wahren Wert eine hinreichend rasche, so empfiehlt sich diese neue Methode überall dort, wo man zahlreiche Korrelationskoeffizienten mit bloß wechselndem Korrelationspol stets aus dem gleichen Material ableiten will, weil die Nenner ein für allemal berechnet vorliegen. Drei meiner Hörer haben es übernommen, nach diesem Verfahren die Korrelation der Temperatur auf der ganzen Erde zu erforschen, ähnlich, wie dies bekanntlich F. M. Exner für den Luftdruck getan hat.

An einigen Beispielen (Fig. 1) zeige ich, mit wie wenig Gliedern der Korrelationskoeffizient hinlänglich genau approximiert werden kann und welche große Arbeit gegenüber der bisherigen Methode der Berechnung des Korrelationskoeffizienten aus synoptischem Material erspart wird.

$$r_n = \frac{\sum_{i=1}^{i=n-1} (p_i p'_i + q_i q'_i) + 2 a_n b_n \sin \alpha_n \beta_n}{\sqrt{(\sum_{i=1}^{i=n-1} a_i^2 + 2 a_n^2 \sin^2 \alpha) (\sum_{i=1}^{i=n-1} b_i^2 + 2 b_n^2 \sin^2 \beta_n)}} = r$$

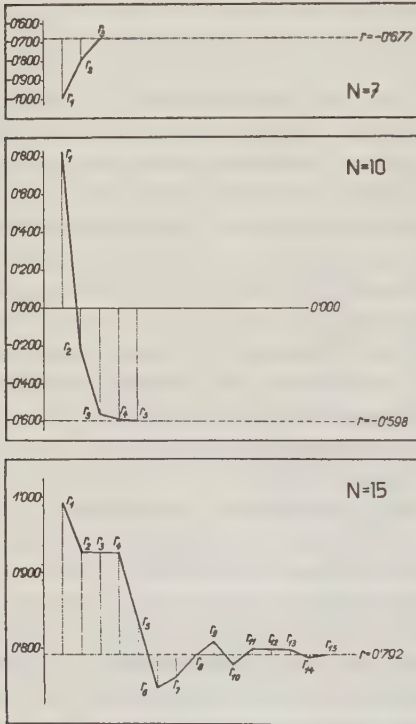


Fig. 1.

zur Sicherheit als viertes Glied der Versuchswelle 36 ableitete. Die auf diesen beiden unabhängigen Wegen ermittelten Amplituden stimmen bis in die vierte Dezimale überein.

Mit Rücksicht darauf, daß es sich hier um sicher nicht persistente Wellen handelt, und bei diesen die Periodogrammanalyse eine Verkleinerung der Amplitude bewirkt, könnte man für die Realität dieser Welle oder einer in ihrer Nähe einzutreten geneigt sein.

Das nächstfolgende Bild (Fig. 2) lehrt, daß die Zusammenfassung der Versuchswelle von der Länge 30 zu je 36 Perioden die von Geh.-Rat Schmidt seinerzeit aus kleinerem Material gefundenen Ergebnisse bestätigt. Die ersten Kurven zeigen einen ziemlich ähnlichen Verlauf, der später aufhört.

Das von mir berechnete Periodogramm (Fig. 3) bringt außer der erwarteten Periode bei 27 Tagen mit einer Amplitude, welche doppelt so groß ist wie die Expektanz ($\kappa = 2.03$), und einer Andeutung einer Welle bei 31 Tagen ($\kappa = 1.73$), zwei Überraschungen: Ein Maximum bei der Versuchswellenlänge von 9 Tagen ($\kappa = 3.12$) und bei 16.5 Tagen ($\kappa = 2.15$). Die Richtigkeit der berechneten Amplituden ist dadurch kontrolliert worden, daß ich die Amplitude der Versuchswelle 9 einmal als drittes Glied der Versuchswelle 27 und hernach

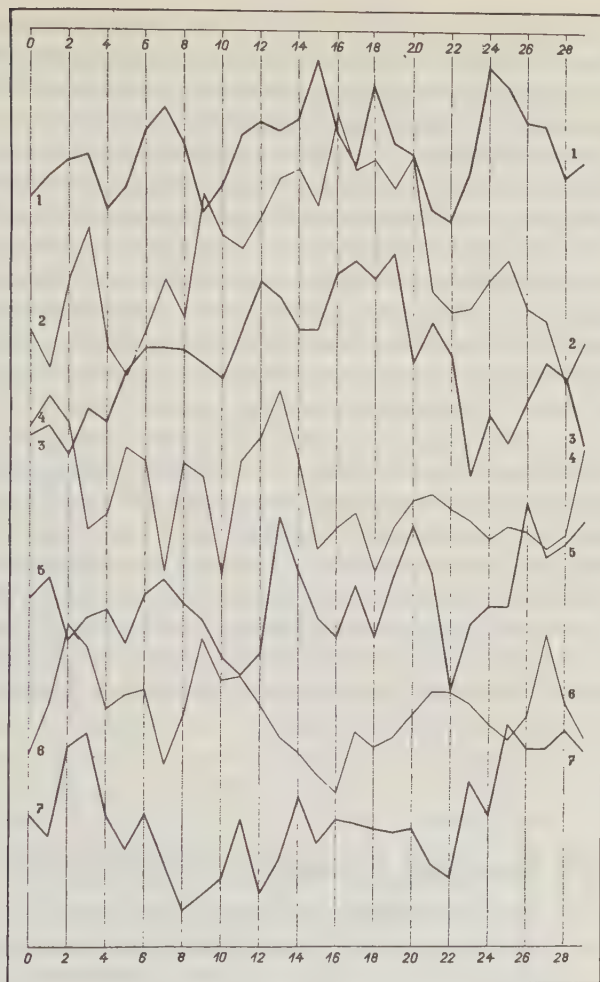


Fig. 2.

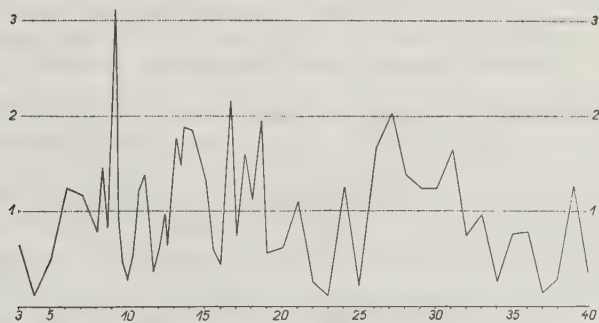


Fig. 3.

Da aber für eine 9tägige Periode kein plausibler Grund anzugeben möglich ist, unterzog ich das Material noch einer gesonderten, augenblicklich noch nicht völlig abgeschlossenen Untersuchung auf **nicht** persistente Wellen. Als Methode verwendete ich einen dem Schmidtschen Verfahren nachgebildeten Arbeitsgang. Das Schmidtsche Verfahren benutzt zum Nachweis einer nicht kohärenten Periodizität die Häufigkeit der Reste der Julianischen Zahlen und behandelt vorwiegend die relativ seltenen Störungstage vom Charakter 2. Da mir das leistungsfähige Lochkartenverfahren zur Verfügung stand, konnte ich zunächst ein vollständiges Verzeichnis der fortlaufenden Nummern (Datum) der Störungstage*) aufstellen und die Häufigkeit der Reste derselben für die Divisoren 9, 27, 28, 29, 30 mit verhältnismäßig geringem Zeitaufwand ermitteln. Alle überdurchschnittlichen Häufigkeiten der Störungstage vom Charakter 2.0 bis 1.5, durch welche sich eine wahre Periodizität bekanntlich verrät, wurden in Prozenten der erwartungsgemäßen Häufigkeit ausgedrückt und ihr Mittelwert als Maßzahl eines Häufigkeitsperiodogramms eingetragen. Eine graphische Darstellung der vorläufigen Resultate**) zeigt nun einen völlig parallelen Gang des Häufigkeits- und Amplitudenperiodogramms im Intervall von 27 bis 30 Tagen, lehrt aber weiter, daß die 9tägige Welle vollkommen zurücktritt.

Dieses Resultat besagt aber offenbar, daß die starken Störungen vom Charakter 2.0 bis 1.5 auf der ganzen Erde Intervalle von 27 bzw. 30 Tagen in ihrem Auftreten bevorzugen, während die aus dem Amplitudenperiodogramm gefolgerte 9tägige Periode für die starken magnetischen Störungen jedenfalls nicht behauptet werden kann.

Der Stand der erdmagnetischen Forschung.

Von **Adolf Schmidt**. — (Mit einer Abbildung.)

Es wird der Stand unserer Kenntnis von dem beharrlichen Hauptteil des erdmagnetischen Feldes und der Säkularvariation, von den periodischen Schwankungen und von den Störungen und der Nachstörung besprochen und auf die in bezug hierauf bestehenden Probleme hingewiesen. Dabei zeigt sich überall der hemmende Einfluß, den die ungenügende Anzahl und noch mehr die sehr ungünstige Verteilung der magnetischen Observatorien ausübt, so daß eine planmäßige Vervollständigung des Netzes dieser Anstalten als wesentliche Vorbedingung weiteren Fortschritts erscheint.

Den gegenwärtigen Stand unserer Kenntnis der erdmagnetischen Zustände und Vorgänge und unserer Einsicht in ihre Ursachen und Zusammenhänge wird

*) Die Überlegenheit des Lochkartenverfahrens wird auch dadurch demonstriert, wenn ich erwähne, daß die vom Tabulator gelieferten Abschriften von mir direkt als Manuskript der Druckerei übergeben werden.

**) Die Ausführungen des Vortragenden wurden durch Vorlage von Originalaufzeichnungen der statistischen Maschinen und durch die Bürstenabzüge des im Druck befindlichen zweiten Heftes der „Prager Geophysikalischen Studien“ belegt.

man ohne starke Übertreibung dahin kennzeichnen können, daß wir davon im allgemeinen ein in seinen Hauptzügen gesichertes Gesamtbild gewonnen haben und zu einer einigermaßen abgeschlossenen Stufe der Erkenntnis vorgedrungen sind, daß aber die Möglichkeit wesentlicher weiterer Fortschritte an die Vorbedingung einer beträchtlichen Verbreiterung der empirischen Grundlagen geknüpft erscheint. Vor allem macht sich, welche spezielle Frage man auch immer ins Auge fassen möge, die Notwendigkeit einer planmäßigen Vervollständigung des Netzes der tätigen, d. h. zuverlässig beobachtenden und schnell veröffentlichenden Magnetwarten immer empfindlicher fühlbar. Wie unzulänglich das bestehende Netz ist, und wie viel andererseits schon durch verhältnismäßig geringfügige Ergänzungen zu gewinnen ist, erkennt man ohne jedes Eingehen auf sachliche Fragen durch einfache rechnerische Fehlerabschätzungen*).

Der beharrliche Magnetismus und die Säkularvariation. Betrachten wir zunächst die von L. A. Bauer geplante und mit ebenso großer Tatkraft wie Umsicht im Laufe zweier Jahrzehnte durchgeführte magnetische Vermessung der Ozeane und weiter bisher kaum erforschter Landgebiete, so darf gesagt werden, daß sie geradezu eine neue Epoche in unserer Erkenntnis des nur sehr langsam veränderlichen, nach Gauß als beharrlich bezeichneten Hauptteils des Erdmagnetismus einleitet. Konnte Gauß für seine grundlegende Potentialberechnung nur Kartendarstellungen benutzen, die sich auf sehr dürftige Beobachtungen aus sehr verschiedenen Zeiten stützten, und litten auch die späteren Berechnungen von Adams und Neumayer trotz der wachsenden Menge und Zuverlässigkeit des verarbeiteten Materials an dessen Ungleichmäßigkeit und der vielfach ganz ungenügenden Kenntnis der zeitlichen Veränderungen, so besitzen wir jetzt, wenn auch unter Beschränkung auf das Gebiet zwischen 60° N und 60° S ein durchaus einheitliches, verhältnismäßig sicher auf denselben Zeitpunkt umgerechnetes und an sich schon genaueres Material. Es wäre unrecht, in diesem Zusammenhang nicht an A. Erman zu erinnern, der in der planmäßigen Einheitlichkeit seiner durch Petersen verwerteten Beobachtungen als Vorläufer Bauers gewürdigt zu werden verdient.

Gegenüber dem hervorgehobenen durch die Arbeit des Carnegie-Instituts im Vergleich mit seinen Vorgängern erzielten Fortschritt, ist es erstaunlich zu sehen, wie nahe die Schlußergebnisse der früheren Potentialberechnungen bereits den neuen (soweit diese bekannt sind) kommen. Der tatsächlich durch die neue Vermessung erzielte Fortschritt wird sich erst übersehen lassen, wenn die bisher mit dankenswerter Schnelligkeit veröffentlichten vorläufigen Beobachtungswerte endgültig reduziert und die darauf zu stützenden analytischen Entwicklungen durchgeführt sein werden. Die bisher vorliegenden Mitteilungen, die Bauer in mehreren Aufsätzen gemacht hat, und der weiteren Aufschluß liefernde Versuch von Peters, Potentiallinien des horizontalen Feldes zu

*) Vgl. Meteorol. Zeitschr. **31**, 271 und Beitr. z. Geophys. **3**, 225.

zeichnen*), bestätigen in weitgehendem Maße die auffallenden Ergebnisse, zu denen seinerzeit die auf Neumayers Karten für 1885 gestützte Rechnung geführt hatte, und die man bisher noch allenfalls angesichts ihrer anscheinenden physikalischen Unmöglichkeiten auf die Ungenauigkeit der Beobachtungsgrundlage zurückführen konnte. Wieder ergibt sich ein sogar noch stärkeres, rätselhaftes Außenfeld und wieder ein potentialloser Anteil. Wenigstens dem ersteren gegenüber erscheint jene Erklärungsmöglichkeit als ausgeschlossen: man müßte annehmen, daß die Inklination ihrem absoluten Betrage nach überall zu klein gemessen worden sei, und daß dieser systematische Fehler bis zu einigen Zehntelgraden ansteige. Ähnlich verhält es sich bei dem errechneten potentiallosen Anteil. Hier müßte man, um das Ergebnis als Folge bloßer Beobachtungs- oder Reduktionsfehler auffassen zu können, annehmen, daß mindestens innerhalb zweier breiter Zonen alle Deklinationswerte um 0.1 bis 0.2° falsch bestimmt seien, und zwar auf der nördlichen Halbkugel nach Osten, auf der südlichen nach Westen hin. Das läßt sich dem Sinne und auch einigermaßen der Größe des Fehlers nach anschaulich auch so ausdrücken: man müßte annehmen, daß alle Deklinationsmessungen zur Zeit des Morgenextrems angestellt worden seien.

So hat also die neue Vermessung noch keine sichere Entscheidung in der strittigen Frage nach der Existenz der sogenannten Vertikalströme gebracht**). Man wird diese Ströme nach wie vor aus bekannten Gründen für sehr unwahrscheinlich halten, aber dringend nach einer Erklärung für die nicht vollkommene Erfüllung der Potentialbedingung suchen müssen. Da es wohl in absehbarer Zeit kaum zu einer erneuten, noch dichteren und schärferen magnetischen Vermessung der Erdoberfläche kommen wird, so gewinnt der alte (seinerzeit auf Dr. Bauers Wunsch zurückgestellte) Plan einer möglichst genauen Vermessung auf einer geeigneten, die Erde annähernd längs eines magnetischen Parallels umlaufenden Linie erneute Bedeutung.

Auf die in den letzten Jahren durchgeführten, teils erstmaligen, teils wiederholten Landesaufnahmen soll hier nicht näher eingegangen werden; dagegen ist wenigstens kurz die erhöhte Aufmerksamkeit zu erwähnen, die man begonnen hat, der eingehenderen Vermessung einzelner, besonders gestörter Gebiete zuzuwenden, um daraus Aufschlüsse über die den Untergrund bildenden Gesteine zu erhalten. Die bereits seit mehreren Jahren im Rahmen der Arbeiten der Preussischen Geologischen Landesanstalt hauptsächlich von Reich durchgeführten Aufnahmen, sowie andererseits die besonders methodologisch wichtigen Untersuchungen Königsbergers haben schon manche wertvolle Ergebnisse geliefert, die rückwirkende Bedeutung auch für die erdmagnetische Forschung besitzen.

Die empfindlichste, freilich sehr schwer zu schließende, Lücke in unserer Kenntnis des Gesamtfeldes der Erde betrifft die Polargebiete. Für ihre genaue Durchforschung ist das vorzügliche, freilich nur an festen Stationen verwend-

*) Terr. Magn. 28, 83.

**) Vgl. Zeitschr. f. Geophys. 1, 281.

bare, von La Cour ausgearbeitete Verfahren zur selbständigen Messung der Vertikalintensität von besonderer Bedeutung.

Durchaus unbefriedigend ist unsere Kenntnis der allmählichen Änderung des beharrlichen Magnetismus, der sogenannten Säkularvariation, und es liegt in der Natur der Sache, daß sie auf rein empirischem Wege nur außerordentlich langsam fortschreiten kann. Um so größere Wichtigkeit gewinnt damit die Aufgabe, die in ihrem Verlauf herrschenden Gesetzmäßigkeiten aufzusuchen. Der groß angelegte Versuch Carlheim-Gyllenskölds, dies zu tun, muß als gescheitert angesehen werden. Die physikalische Grundlage seiner Theorie hat sich als unhaltbar erwiesen, und für eine rein formale, ausgleichende Zusammenfassung reicht das vorliegende Beobachtungsmaterial bei seiner räumlichen und (vor allem bei der Intensität) zeitlichen Beschränktheit bei weitem nicht aus. Innerhalb der hierdurch gezogenen Grenzen wird man Carlheim-Gyllenskölds Schlußformel, unbeschadet der von J. Bartels daran geübten berechtigten Kritik, immerhin als wohl beste Zusammenfassung unseres dürftigen auf die Vergangenheit bezüglichen Wissens ansehen dürfen.

Die Hauptschwierigkeit des Problems liegt in den zunächst gesetzlos erscheinenden Schwankungen der Variation, wie sie z. B. sehr auffallend im Gange der Deklination in Europa während der letzten 30 Jahre auftraten, und nicht minder in beträchtlichen, wahrscheinlich damit verknüpften örtlichen (lokalen oder regionalen) Anomalien. Wie bedeutend diese sind, hat der am Potsdamer Observatorium von J. Bartels durchgeführte Versuch gezeigt, die säkulare Änderung unter ausschließlicher Benutzung streng gleichzeitiger Beobachtungen an Observatorien abzuleiten*). Wenn auch den unmittelbaren Ergebnissen einer solchen Ableitung wegen der geringen Zahl und der schlechten geographischen Verteilung der Observatorien nur ein mäßiger Wert zukommt, wird man doch die Säkularvariation nur auf diesem Wege dauernd planmäßig verfolgen können, um die Lücken zwischen den natürlich nur selten zu erwartenden Vermessungen größerer Erdgebiete oder gar der ganzen Erde zu überbrücken. Gerade für diesen Zweck ist die bereits zu Anfang als notwendig betonte Vervollständigung des Netzes der Magnetwarten ungemein dringlich. Erscheinen nach dem Gesagten die Vorgänge als recht verwickelt und schwer entwirrbar, so gewinnt man einen sehr viel günstigeren Eindruck, wenn man die wenigen weit zurückreichenden Beobachtungsreihen ins Auge faßt. Nach den mehr als 300 Jahre umfassenden Beobachtungen der Deklination und der Inklination in London und Paris hat der Feldvektor dort, von kleineren Schwankungen abgesehen, annähernd den Mantel eines Kreiskegels überstrichen und würde zur Vollendung des Umlaufs rund 480 Jahre gebrauchen. Diese Tatsache drängt den Gedanken auf, daß es sich bei der Säkularvariation in der Hauptsache um einen einheitlichen, einfachen Vorgang handeln müsse, dessen Verlauf nur im einzelnen durch sekundäre Schwankungen etwas getrübt er-

*) Archiv des Erdmagnetismus, Heft 5.

scheint. Und dies führt, nachdem die Theorien von Schuster und Carlheim-Gyllensköld aufgegeben werden mußten, wiederum fast zwangsläufig auf die alte Vorstellung von einem magnetischen Erdkern, der sich im Laufe der Jahrhunderte gegen die gleichfalls magnetische Erdrinde dreht. Eine andere Erklärungsmöglichkeit scheint kaum gegeben; auf jeden Fall ist noch keine vorgeschlagen worden. Und für jene Erklärung spricht überdies einerseits der Umstand, daß auch andere geophysikalische und astronomische Tatsachen auf eine langsame Verschiebung der Erdrinde und des Erdinnern gegeneinander hinweisen, und andererseits gerade das Auftreten sekundärer Schwankungen, die unschwer als Folge von Inhomogenitäten der beiden Körper zu deuten sind. Eine Schätzung ergibt, daß man den Tatsachen in großen Zügen gerecht wird, wenn man annimmt, daß die Wirkung des Kerns an der Erdoberfläche etwa einem Achtel derjenigen der Rinde gleichkommt, und daß sich seine magnetische Achse in 480 Jahren gleichförmig um eine Achse dreht, die die Oberfläche im nördlichen Europa trifft.

Dem angenommenen Vorgang entspräche natürlich auch eine periodische Schwankung sowohl der Lage der magnetischen Achse wie des Moments der Gesamterde. Die von Bauer zusammengestellten Ergebnisse der drei Potentialberechnungen für die Epochen 1842, 1885, 1922*) sind diesen Folgerungen nicht sonderlich günstig. Die Lage der Achse erscheint danach als recht beständig. Die drei Momentwerte andererseits führen, wenn man sie einer Periode von 480 Jahren einordnet, zu einem mit dem obigen fast ganz übereinstimmenden Verhältnis der Momente von Kern und Rinde; aber für das Maximum des Gesamtmoments, das danach gegen 1850 eingetreten wäre, ergibt sich eine schlechte Übereinstimmung mit der anderen Rechnung, nach der das Maximum erst im Beginn des laufenden Jahrhunderts eingetreten wäre. Aber die größere Ungenauigkeit der älteren Potentialberechnungen gestattet keinen sicheren Schluß. Dazu kommt, daß die sekundären Schwankungen einen bedeutenden, das schematische Bild stark entstellenden Einfluß haben können. Die aus den jahrhundertelangen Reihen reiner Richtungsbeobachtungen zu ziehenden Schlüsse verdienen deshalb zweifellos ein höheres Gewicht.

Als primäre Ursache der beharrlichen Magnetisierung (abgesehen von dem am besten überhaupt nicht darunter zu begreifenden Außenfelde) nimmt man jetzt wohl allgemein elektrische Konvektionsströme an, die unter dem Einfluß gewisser molekularer Vorgänge bei der Drehung der Erde entstehen. Verschiedene Theorien von Sutherland, Swann, Angenheister haben gezeigt, daß sich auf diesem Wege unter annehmbaren Voraussetzungen Ergebnisse erhalten lassen, die auch quantitativ durchaus befriedigen. Ob dabei unter dem Einfluß stofflicher Inhomogenitäten außer dem (achsensymmetrischen) Längsfeld auch ein (äquatoriales) Querfeld Erklärung finden kann, hängt von der speziellen Natur der zugrunde liegenden physikalischen Vorstellungen ab. Auf

*) Terr. Magn. 28, 15.

jeden Fall muß aber das so entstehende Feld — es mag das Grundfeld heißen — soweit es der Erdrinde entstammt, konstant sein, während allerdings dasjenige des Kerns, wenn Inhomogenitäten Einfluß ausüben, bei seiner säkularen Drehung periodisch etwas schwanken kann. Die Wirkung einer — trotz aller physikalischen Bedenken auch für den Erdkern anzunehmenden — örtlich sehr ungleichmäßigen Suszeptibilität erklärt dann zur Genüge, und zwar auch quantitativ, die Entstehung einer überall annähernd nach der Richtung des Gesamtfeldes orientierten, induzierten subpermanenten Magnetisierung und läßt zugleich eine der Änderung des Gesamtfeldes langsam folgende Ummagnetisierung erwarten. Von Bedeutung ist dabei die von Nippoldt betonte starke Zunahme des Magnetitgehalts der Gesteine der Erdrinde mit wachsender Tiefe. Einem ungewöhnlich weiten Vordringen solcher stärker magnetisierten Gesteine nach oben muß die außerordentliche Intensität der Kursker Störung zugeschrieben werden. Als hervorragend durch die gewaltige Ausdehnung des Vorkommens abnorm hoher Gesteinsmagnetisierung ist das mittlere Sibirien und Ostasien zu nennen. Das Gebiet westlicher Deklination an der Ostküste Asiens weist darauf hin. Ähnlich, wenn auch in schwächerem Maße, verhält sich ein ausgedehnter Teil des südlichen Großen Ozeans, dessen Mitte in die Gegend der Osterinsel fällt. Als entscheidende Probe auf die Richtigkeit der dargelegten, dem jetzigen Stande unseres Wissens entsprechenden Anschauungen hat vor allem die dauernde, eingehende Verfolgung der säkularen Änderungen zu dienen. Von besonderer Wichtigkeit wird dabei die Feststellung sein, ob und wie auftretende Schwankungen von Ort zu Ort fortschreiten.

Die periodischen Vorgänge. Die Erklärung der täglichen Schwankung, sowohl der solaren, wie der lunaren, steht im Prinzip fest. Die auf Balfour-Stewarts Hypothese von Schuster errichtete, von Chapman weiter durchgeführte Theorie hat sich durchaus bewährt und darf als gesichert gelten. Sie hat auch bereits zu wertvollen Aufschlüssen über die Zustände einerseits im Erdinnern, andererseits in den höheren Luftschichten geführt. Jetzt kommt die Kleinarbeit der Vergleichung von Beobachtung und Theorie bis in alle Einzelheiten hinein und der immer schärferen Bestimmung der Konstanten zu ihrem Rechte. Hier gilt das zu Anfang allgemein Gesagte in besonderem Maße: es erscheint ausgeschlossen, darin wesentlich weiterzukommen, solange nicht das Netz der Magnetwarten vor allem auf der südlichen, doch vielfach auch auf der nördlichen Halbkugel eine wesentliche Vervollständigung erfahren hat. So ist es unter anderem bis jetzt nicht möglich gewesen, die Unterschiede des Ganges an verschiedenen Punkten gleicher (geographischer oder geomagnetischer) Breite selbst nur so weit zu deuten, wie sie auf die äquatoreale Komponente der homogenen Magnetisierung zurückgehen. Vor allem aber haben noch sämtliche Ableitungen des Potentials der täglichen Variation in der Horizontalebene zu ganz verschiedenen Ausdrücken geführt, wenn man einerseits die Schwankung der nordsüdlichen, andererseits die der ostwestlichen Komponente zugrunde legte. Und doch darf daraus nicht ohne weiteres geschlossen werden,

daß der täglichen Variation in der Horizontalebene kein Potential zukäme. So hat die numerische Auswertung bei der ausgezeichneten, auf ein ganz homogenes Material gestützten Berechnung von van Vleuten ergeben, daß die zwei aus den Variationen von X und von Y erhaltenen, scheinbar ganz verschiedenen Ausdrücke in denjenigen Breitenzonen, für die Beobachtungen verfügbar waren, nur so wenig verschiedene Zahlenwerte liefern, daß die Unterschiede schon durch die eingeführten Vereinfachungen des Ansatzes zu erklären sind. Dafür, daß bei der täglichen Variation die Potentialbedingung innerhalb der Sicherheit der empirischen Daten erfüllt ist, hat Chapman kürzlich noch einen weiteren Beleg geliefert, indem er das Linienintegral über den Umfang eines Polygons, dessen Ecken von Magnetwarten gebildet werden, für die einzelnen Stundenwerte des täglichen Ganges berechnet.

Der Grund der auftretenden Differenzen ist ein rein rechnerischer.

Die Darstellung einer Funktion durch eine Kugelfunktionenreihe ist nur dann in eindeutiger Weise möglich, wenn die Funktionswerte für jeden Punkt

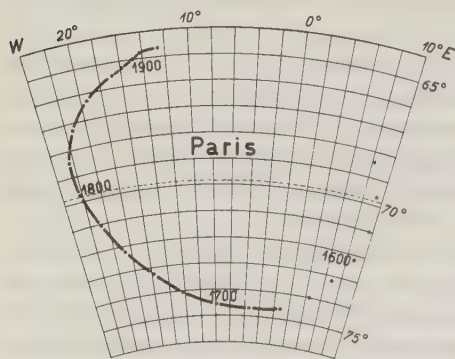


Fig. 1.

der Kugeloberfläche — in dem hier bis auf weiteres nur in Betracht kommenden Falle einer zonalen Funktion, also für jeden Punkt des Meridians — gegeben sind. Liegen nur Angaben aus einem Teile des Meridians vor, so lassen sich diese durch unendlich viele in ihren Koeffizienten unterschiedene Reihen darstellen, deren jede einer anderen Fortsetzung in das unbekannte Gebiet entspricht. Das gilt streng natürlich nur für unendliche Reihen. Bei der für die Praxis gebotenen Beschränkung auf

endliche Reihen von meistens sogar nur wenigen Gliedern, weichen die verschiedenen Darstellungen auch im bekannten Gebiet etwas voneinander ab. Sie stellen überdies den gegebenen Verlauf nur näherungsweise dar, wobei übrigens bekanntlich die Entwicklung nach Kugelfunktionen insofern günstiger als jede andere ist, als sie bei gleicher Konstantenzahl im allgemeinen die beste Annäherung gibt.

Welche der an sich möglichen Darstellungen man nun gerade durch die Rechnung erhält, hängt vor allem von dem Einfluß der vernachlässigten höheren Reihenglieder ab, der besonders dann außerordentlich groß werden kann, wenn die Beobachtungsdaten nicht einen Abschnitt des Meridians stetig erfüllen, sondern sich nur auf einzelne Punkte beziehen, wie es hier der Fall ist. Der Einfluß dieser Vernachlässigungen wie auch der Beobachtungsfehler wird um so verhängnisvoller, je kleiner das bekannte Glied ist. Die zur Ableitung der gesuchten Reihenkoeffizienten dienenden Gleichungssysteme sind,

besonders wenn südliche Stationen fehlen, sehr ungünstig. Und leider ist dies gerade bei der an sich besser bekannten westöstlichen Komponente am meisten der Fall. Die allgemeine Auflösung des Gleichungssystems für die von Pawlowsk bis Batavia reichende Zone ergibt bei Y nahezu die Determinante Null, wenn man die vier ersten Koeffizienten des ganztägigen Gliedes einführt, und selbst wenn man sich auf die drei ersten Koeffizienten beschränkt, ist die Determinante noch so klein, daß die Lösung als unbrauchbar bezeichnet werden muß. Bei dem halbtägigen Gliede ist die Sachlage etwas weniger ungünstig.

Man könnte nun meinen: wenn die Beobachtungen eines beschränkten Gebiets durch mehrere Ausdrücke mit verschiedenen Koeffizienten gleich gut dargestellt werden, so seien diese eben gleichwertig; man hätte, was kein Schade sei, zwei oder mehrere Interpolationsformeln, die nur nicht zur Extrapolation benutzt werden dürften. Dagegen ist zu sagen, daß die analytische Entwicklung nur den Zweck hat, eine für theoretische Untersuchungen geeignete Gesamtdarstellung für die ganze Erde zu liefern, also eben zu extrapolieren. Für diesen Zweck bleiben die verschiedenen Darstellungen nicht gleichwertig, auch wenn sie es für die ursprüngliche Aufgabe waren. Der tiefere Grund dafür liegt darin, daß bei den Ableitungen anderer Größen aus dem Potential, ja schon bei dessen Zerlegung in den inneren und den äußeren Anteil, die Funktionen der verschiedenen Ordnungen im allgemeinen mit verschiedenen Faktoren behaftet auftreten. Das ist übrigens gerade der wesentliche Grund, der zur Anwendung der Kugelfunktionen zwingt.

Der Wunsch, mit allem Nachdruck auf die schon mehrfach betonte Unzulänglichkeit des Netzes der magnetischen Observatorien hinzuweisen, mag die vielleicht allzu große Breite dieser Ausführungen entschuldigen.

Noch sehr dürftig sind unsere Kenntnisse über die Änderungen, die die tägliche Variation im Laufe der Sonnenfleckenperiode, wie überhaupt bei Aktivitätsschwankungen erfährt. Man könnte vermuten, daß in störungsreicheren Zeiten eine verhältnismäßig stärkere Ionisierung der polaren Luftschichten auftrete, und daß infolgedessen eine gewisse Verschiebung der induzierten Stromsysteme und der daraus entspringenden Variationen stattfände. Einige erste, allenfalls in diesem Sinne zu deutende Ergebnisse sind aber durch eingehendere Untersuchungen nicht bestätigt worden. Man kann daraus vielleicht schließen, daß die Ionisierung durch die eindringenden Korpuskularstrahlen gegen diejenige durch die ultraviolette Sonnenstrahlung vollkommen zurücktritt, wie dies in allen bisherigen theoretischen Untersuchungen auch angenommen worden ist.

Noch unerklärt ist eine kleine Schwankung von nur etwa 2γ Amplitude, deren Periode der Sterntag ist. Die Feldrichtung, deren äquatorale Komponente allein bestimmbar ist, geht ungefähr von 18^h nach 6^h in Rektaszension und liegt daher nahezu in demselben Meridian wie die fortschreitende Bewegung des Sonnensystems und damit auch wie die mittlere Bewegung der Erde. Lage des Apex: $AR = 270^\circ$, $D = 30^\circ$. Es liegt nahe, hier einen ursäch-

lichen Zusammenhang zu vermuten, obgleich gerade die sehr gute Übereinstimmung eigentlich etwas dagegen spricht; denn infolge der Induktion in den höheren Luftschichten und im Erdkörper muß das an der Erdoberfläche beobachtete Feld gegenüber dem als Ursache anzunehmenden äußeren Felde außer einer Intensitätsänderung auch eine merkliche Verschiebung in Zeit zeigen. Man könnte vermuten, daß die beobachtete Schwankung durch elektrische Ströme verursacht werde, die die magnetische Erde in dem sie umgebenden Medium durch ihre fortschreitende Bewegung induziert. Die dazu nötige Leitfähigkeit dieses Mediums ist der Größenordnung nach nur der zehntausendste Teil derjenigen, die Schuster in seiner Theorie der Säkularvariation annehmen mußte. Aber dieser Erklärungsversuch scheitert daran, daß das so entstehende induzierte Feld selbst in der unmittelbaren Umgebung der Erde nicht die einfache Gestalt des beobachteten Feldes hat.

Gegen die an sich nächstliegende Erklärung des sternzeitlichen Ganges durch das Feld der von der Sonne ausströmenden, sich mehr und mehr ihrer magnetischen Äquatorebene nähernden elektrischen Teilchen spricht der Umstand, daß dieser Gang nach den bisherigen Feststellungen von der Aktivität der Sonne unbeeinflußt zu sein scheint, doch sind diese Feststellungen, die sich nur auf ein sehr beschränktes Beobachtungsmaterial stützen, noch keineswegs als unbedingt sicher anzusprechen.

Die Störungen und die Nachstörung. Von den Störungen darf dasselbe gesagt werden, was von den periodischen Erscheinungen gilt. Wir sind im großen und ganzen über die Vorgänge unterrichtet und kennen im wesentlichen ihre Ursachen. Die tiefer dringende Untersuchung, das Eindringen in feinere Einzelheiten und damit ein grundsätzlicher Fortschritt über den jetzt erreichten allgemeinen Stand hinaus erfordert wie dort eine umfangreichere und gleichmäßigere empirische Grundlage, die nur durch den planmäßigen Ausbau des Systems der ständigen Magnetwarten verwirklicht werden kann.

Statistische Untersuchungen, wie sie zuerst von Moos in größerem Umfang durchgeführt worden sind, lassen in dem Störungsablauf drei Teile erkennen: den gewöhnlichen, nur (was schon Eschenhagen bemerkt hat) verstärkten täglichen Gang nach Ortszeit, einen überall ähnlichen Gang nach Weltzeit und eine (in die Nachstörung von Bemmels ausklingende) aperiodisch gedämpfte Welle.

Statistische Arbeiten anderer Art haben schon vor sehr langer Zeit zu der Erkenntnis geführt, daß die letzte Ursache der Störungen in Vorgängen zu suchen sei, die von gewissen Stellen der Sonnenoberfläche ausgehen. Neben der mehr ins einzelne gehenden Vergleichung mit einem anderen Symptom dieser Vorgänge, den Sonnenflecken, ist in dieser Hinsicht an die Feststellung einer 27.3-tägigen und einer, allerdings nur bei den stärksten Störungen deutlich ausgeprägten, fast genau 30-tägigen Periodizität zu erinnern. Für die Realität dieser letzteren spricht noch eine von Angenheister aufgedeckte, an den Sonnenzyklus geknüpfte Gesetzmäßigkeit in der Wiederkehr der starken Störungen.

Die so empirisch festgestellte Beziehung zur Sonne findet ihre Erklärung durch die zuerst von Paulsen aufgestellte, und dann nach Birkelands Versuchen von Störmer ausgebildete Theorie, die im wesentlichen als gesichert gelten darf. Die Sonne schleudert von Zeit zu Zeit von eng begrenzten Stellen ihrer Oberfläche in nahezu radialer Richtung elektrische Teilchen in den Weltraum, die in geeigneten Fällen die Erde treffen, und zwar unter dem Einfluß des erdmagnetischen Feldes ausschließlich in je einer schmalen Zone um die beiden Endpunkte der magnetischen Achse. Sie rufen beim Eindringen in die Atmosphäre einerseits die hier nicht weiter zu besprechenden Polarlichterscheinungen hervor, andererseits verursachen sie eine starke Ionisation der Luft, während diese zugleich infolge der erhaltenen elektrischen Ladung explosionsartig auseinander stiebt. Die so entstehenden Strömungen der gut leitenden Luftmassen im erdmagnetischen Felde führen zu Induktionsströmen, als deren magnetische Wirkungen wir die Störungen beobachten. Die Frage nach dem Vorzeichen der von der Sonne ausgesandten, die Erde treffenden Teilchen ist viel umstritten worden. Besonders in letzter Zeit ist auch die Meinung vertreten worden, daß stets positive und negative Teilchen gleichzeitig die Sonne verlassen, weil die Sonne eine immer mehr ansteigende und schließlich jedes weitere Ausströmen verhindernde Aufladung erfahren würde, wenn nur Teilchen einer Art ausgeschleudert würden. Wäre dieses Bedenken berechtigt, so würde es auch bei der Erde zutreffen, während es doch kaum zweifelhaft sein kann, daß diese nicht von gleichstarken Strahlenbündeln der zwei Arten getroffen wird. Diese unterliegen ja ganz verschiedenen Ablenkungen, so daß ihr Auftreffen in gleicher Menge auf die Erde selbst dann unwahrscheinlich wäre, wenn sie die Sonne in gleicher Menge verließen. Man müßte dann ferner das Auftreten von zwei Polarlichtzonen an jedem Pol erwarten, und schließlich ist man auch zur Erklärung der Entstehung von Luftströmungen anzunehmen genötigt, daß zum mindesten ein Überschuß von Teilchen des einen Vorzeichens vorhanden ist. Jenes Bedenken entschwindet aber, und die Möglichkeit der Annahme, daß alle ausgesandten Teilchen von derselben Art seien, bleibt offen, wenn man beachtet, daß der ganze Weltraum von solchen (freilich in außerordentlich geringer Dichte) erfüllt sein muß, falls solche immer aufs neue von zahlreichen Sternen (zum mindesten denen vom Typus der Sonne) herkommen. Dem entspräche ein annähernd stationärer Zustand: die Sonne hätte eine Ladung entgegengesetzten Vorzeichens, die jedesmal beim Ausschleudern einer Wolke von Korpuskeln etwas anstiege, aber dauernd durch Aufnahme von solchen aus dem ganzen umgebenden Raume abnähme. Die Koronastrahlen dürften in diesem langsamen Zuströmen ihren Ursprung haben. Unerklärt bliebe dabei, wie die Erde die den Korpuskeln gleichsinnige Aufladung wieder verliert. Nach dem oben Gesagten schwindet diese Schwierigkeit auch dann nicht, wenn man annimmt, daß die Sonne Teilchen beider Vorzeichen in gleicher Menge aussendet.

Die zwei ersten der zu Anfang erwähnten einander überlagerten Bestandteile einer Störung sind nach der angedeuteten Theorie leicht verständlich.

Auch für den dritten Teil, die Grundstörung, die ohne scharfe Grenze in die Nachstörung übergeht, findet sich eine befriedigende Erklärung. Man führte diese bisher meistens auf einen in großer Entfernung von der Erde in ihrer magnetischen Äquatorebene schwebenden Kreisstrom zurück, der sich aus solchen Korpuskeln bildet, die weniger tief in die Atmosphäre eindringen und sich von der Erde wieder entfernen. Jede einzelne Störung liefert einen zuerst schnellen, dann immer langsamer abnehmenden Beitrag zu dem Strome, in dem offenbar die zwischen seinen Bestandteilen herrschende elektrostatische Abstoßung sehr nahe durch die elektrodynamische Anziehung aufgehoben wird, so daß der verbleibenden Zerstreuung eine Halbwertszeit von mehr als zwei Jahren entspricht. Neuerdings hat Chapman die Existenz zweier durch jede Störung ausgelöster polarer Kreisströme nachgewiesen und die anfänglich sehr schnelle Abnahme der Grundstörung durch Berücksichtigung der Induktionswirkung dieser schnell anwachsenden und bald wieder schwindenden Ströme erklärt. Das widerspricht nicht der oben erwähnten früheren Auffassung; man kann in diesen polaren Strömen, deren Entfernung von der Erde verhältnismäßig gering sein muß, den Beginn der Bahnen vermuten, auf denen die rückkehrenden Korpuskeln allmählich in den äquatorealen Kreisstrom gelangen.

Noch wenig beachtet worden sind bisher die Einzelheiten des Störungsablaufs, von denen man nur weiß, daß sie als Wirkungen wandernder Stromwirbel gedeutet werden können. Vor allem fehlt noch eine sichere Erklärung der Tatsache, daß sich oft ein charakteristisch gestalteter Störungsvorgang mehrmals nacheinander, gewöhnlich an aufeinander folgenden Tagen, wiederholt. Am nächsten liegt wohl die Annahme örtlicher, nur langsam veränderlicher Ungleichförmigkeiten im Leitungszustand der Atmosphäre, die durch geringfügige Beimengungen radioaktiver Stoffe verursacht sein können.

Magnetische Anomalien im westlichen Mecklenburg.

Von **Fr. Schuh**, Rostock. — (Mit zwei Abbildungen.)

Mittels der Schmidtschen Feldwaage für Vertikalintensität wurde der Westen Mecklenburg-Schwerins vermessen und eine Isanomalienkarte gezeichnet. Es ergab sich eine regionale Anomalie mit nordöstlichem Streichen. Die Störungsamplitude beträgt etwa 270 γ . Es wurde versucht, die Ursache dieser regionalen Anomalie, sowie einiger lokaler Anomalien geologisch zu deuten.

Es handelt sich bei den nachstehenden Ausführungen um einen vorläufigen Bericht, um die Mitteilung eines Teilergebnisses einer wesentlich größeren Arbeit, die noch nicht abgeschlossen ist. Geplant ist, eine magnetische Isanomalienkarte von ganz Mecklenburg-Schwerin zu schaffen. Diese Isanomalienkarte soll als Grundlage dienen für andere Untersuchungen geophysikalischer

und geologischer Art. Dort, wo die magnetische Übersichtsvermessung auffällige Resultate zeitigt, sollen noch magnetische Spezialmessungen folgen.

Schon vor einer ganzen Reihe von Jahren, nachdem ich die erste magnetische Vermessung im südwestlichen Mecklenburg abgeschlossen hatte, regte ich bei der Regierung von Mecklenburg-Schwerin an, eine magnetische Vermessung von ganz Mecklenburg-Schwerin durchführen zu lassen. Diese Anregung hatte damals lediglich den Erfolg, daß der einige Meßtischblätter umfassende Gebietsteil westlich von Rostock-Warnemünde durch die Erda-A. G. vermessen wurde. Im vergangenen Herbst nahm ich nun den Gedanken von neuem auf und begann selbst eine solche Vermessung durchzuführen. Um diese Arbeit in relativ kurzer Zeit verwirklichen zu können, mußte zunächst auf einen allzu engen Stationsabstand verzichtet werden. Mit der Vergrößerung des Stationsabstandes wuchsen aber die Wege, die zwischen den einzelnen Meßpunkten zurückgelegt werden mußten. Um nicht unnötig Kraft und Zeit zu vergeuden, beschaffte ich mir daher einen Kraftwagen. Obwohl die Schmidtsche Feldwaage für Vertikalintensität, welche als Meßinstrument gewählt wurde, ziemlich empfindlich ist in bezug auf mechanische Erschütterungen, so hat sich doch die Beförderung des Instruments im Kraftwagen, auch bei schlechten Wegen, wenn vorsichtig gefahren wurde, durchaus bewährt. Einen Kraftwagen für die Vermessung eines großen Gebietes zu benutzen, hat auch den großen Vorteil, daß man von einer Basisstation ausgehend, an der vor Beginn der Tagesarbeit und nach deren Beendigung Vergleichsmessungen gemacht werden, ein recht großes Gebiet bearbeiten kann.

Ich habe die magnetische Vermessung im Westen Mecklenburgs begonnen, da ich auf Grund der aus der magnetischen Vermessung I. Ordnung ermittelten Werte der Vertikalintensität in diesem Gebiet besonders große Störungsbeträge erwarten zu können glaubte; sollte doch die Station Gottmannsförde, westlich des Schweriner Sees, einen ΔZ -Wert von 405γ haben. Auf Grund der Stationen I. Ordnung hat H. Reich auf seiner Karte der magnetischen Anomalien Norddeutschlands das große stark hervortretende Schweriner Massiv gezeichnet.

Das Gebiet, von dem ich heute schon eine Isanomalienkarte vorlegen kann, erstreckt sich von der Ostsee im Norden bis zur Elbe im Süden und vom Ratzeburger See im Westen bis zum Schweriner See im Osten. Es umfaßt etwa 27 Meßtischblätter. Für das südlichste Gebiet wurden die Untersuchungsergebnisse meiner Vermessung aus dem Jahre 1920 zugrunde gelegt, alles übrige wurde im Winter 1927/28 von mir bearbeitet. Lediglich einige Ergänzungen im nördlichsten und nordöstlichsten Teil stammen aus dem Frühjahr dieses Jahres.

Die Untersuchung wurde mit einer Schmidtschen Feldwaage durchgeführt, und zwar mit dem Instrument Nr. 82110, welches mir die Preußische Geologische Landesanstalt in liebenswürdiger Weise zur Verfügung stellte. Ich möchte die Gelegenheit benutzen, um hierfür meinen wärmsten Dank auszu-

sprechen. Ursprünglich war beabsichtigt, ein gleichartiges Instrument zu benutzen, das mir die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft vor einigen Jahren zur Verfügung gestellt hatte. Dieses zeigte jedoch zur Zeit, als die Messungen begonnen werden sollten, einige Mängel, die erst später behoben werden konnten. Während der Arbeit stand ich im Gedankenaustausch mit meinem Freunde H. Reich, der mir sehr wertvoll war. Die Variationen erhielt ich in liebenswürdigster Weise vom Magnetischen Observatorium Potsdam, wofür ich ebenfalls meinen besten Dank aussprechen möchte.

Am 27. Dezember 1927 begann ich meine Geländearbeit und beendete sie in der Hauptsache am 19. Januar 1928. Von der Geländearbeit selbst ist nichts besonderes zu berichten. Wiederholungsmessungen wurden zur Ermittlung der Basisstandänderung an folgenden Stationen vorgenommen: 1. in der Nähe von Rostock, am 27. Dezember, am 31. Dezember, am 9. Januar und am 19. Januar. Diese Station diente dazu, die Gesamtvermessungen zu verankern. Der erste Teil der Untersuchung wurde nun von Gadebusch als Basis ausgeführt, wo am gleichen Ort vom 28. Dezember bis zum 11. Januar an jedem Arbeitstag gemessen wurde. Für den südlichen Teil der Vermessung wurde als Ausgangspunkt Wittenburg bestimmt und hier ebenfalls in der Nähe des Städtchens ein Ort ausgewählt, an dem täglich Wiederholungsmessungen vorgenommen wurden. Außerdem wurden noch eine Reihe anderer Stationen wiederholt gemessen. Die Gesamtänderung des Basisstandes in der Zeit vom 27. Dezember bis 19. Januar betrug über 80 γ . Die Differenzen zwischen den Morgen- und Abendmessungen waren jedoch wesentlich geringer, sie betrugen: am 27. Dezember 14 γ , am 28. Dezember 2 γ , am 29. Dezember 23 γ , am 30. Dezember 8 γ , am 31. Dezember 19 γ , am 2. Januar 3 γ , am 3. Januar 5 γ , am 4. Januar 16 γ , am 6. Januar 3 γ , am 9. Januar 10 γ , am 10. Januar 18 γ , am 11. Januar 18 γ , am 16. Januar 15 γ und am 17. Januar 20 γ . Die Tagesdifferenzen wurden auf die Messungen des betreffenden Tages verteilt. Der Skalenwert betrug: 1 Teilstrich = 41.36 γ , der Temperaturberichtigungswert wurde zu 2.9 γ für 1° C bestimmt.

Die normale Zunahme gegen Norden wurde auf Grund der Berechnungen von A. Schmidt für die magnetische Vermessung I. Ordnung von Preußen ausgeschaltet.

Innerhalb des Untersuchungsgebietes liegen folgende Stationen I. Ordnung. 1. Kücknitz bei Travemünde. Hier wurde ein Störungswert von — 16 gegenüber — 19 der Vermessung I. Ordnung von Preußen ermittelt; 2. Mölln I, südlich des Ratzeburger Sees. Hier wurde ein Störungswert von + 78 ermittelt gegenüber + 80 der Vermessung I. Ordnung von Preußen. 3. Mittel-Wendorf bei Wismar. Hier wurde ein Störungswert von + 104 ermittelt gegenüber + 110 der Vermessung I. Ordnung von Preußen. 4. Gottmannsförde, im Westen des Schweriner Sees. Hier wurde ein Störungswert von + 44 ermittelt gegenüber + 405 der Vermessung I. Ordnung von Preußen. Hieraus ergibt sich, daß bei den drei ersten Stationen eine vollständige Übereinstimmung

mit den Resultaten der Vermessung I. Ordnung erzielt wurde, während der Wert von Gottmannsförde vollkommen aus dem Rahmen herausfiel. Wir müssen also annehmen, daß der seinerzeit bestimmte Wert von Gottmannsförde unrichtig ist. Ähnlich unrichtige ΔZ -Werte der Vermessung I. Ordnung wurden schon



Fig. 1.

von Reich und Nippoldt festgestellt. Sie beruhen auf schlechten Inklinationsbestimmungen.

Die Isanomalen auf der Karte wurden in einem Abstand von 40γ gezeichnet. Der mittlere Fehler der einzelnen Messungen hätte zwar zugelassen, den Abstand der Linien geringer zu wählen, aber in Anbetracht der großen Entfernungen zwischen den einzelnen Meßpunkten schien mir ein geringerer Abstand der Isanomalen zwecklos, da feinere Details doch nicht erfaßt werden

konnten. Das Gebiet meiner früheren Vermessung im südwestlichen Mecklenburg ist vorerst nur durch eine Wiederholungsmessung bei Pritzlar an die neue Vermessung angeschlossen. Es ist möglich, daß sich beim Fortschreiten der Vermessung für dieses Gebiet noch eine kleine Verschiebung der O-Basis ergibt. An dem Gesamtbild wird dies nichts ändern. Die zahlreichen Meßstellen dieses Gebiets konnten bei dem kleinen Maßstab der Karte nicht mit aufgenommen werden.

Überblicken wir nun zunächst das magnetische Kartenbild, so fällt uns auf, daß das nordöstliche Streichen durchaus herrschend ist, daß aber auch der senkrecht hierzu verlaufenden Nordwestrichtung eine große Bedeutung zukommt. Schon bei meiner ersten magnetischen Vermessung im südwestlichen Mecklenburg war es mir aufgefallen, daß die unser deutsches Vaterland beherrschenden tektonischen Richtungen auch im magnetischen Kartenbild klar wiederzuerkennen sind, womit allein schon der enge Zusammenhang dokumentiert ist, der zwischen der lithologischen Zusammensetzung unserer Erdkruste und den magnetischen Störungszonen besteht. Sehen wir zunächst von den Details ab, so erkennen wir deutlich von SO nach NW eine ständige Zunahme der Störungswerte. Im äußersten SO auf den Meßtischblättern von Eldena und Leussow herrschen negative Störungswerte von 120 bis 160 γ vor. Kleinere Gebiete sind noch stärker negativ gestört. Auf den Meßtischblättern Jessenitz und Lübhau dagegen liegen die negativen Störungswerte im allgemeinen zwischen 80 und 120 γ . Diese regionale Abnahme der negativen Anomalie war mir schon im Jahre 1920 bei meiner damaligen Vermessung aufgefallen. Sie setzt sich, wie die jetzige Vermessung zeigt, weiter nach NW fort. Südlich des Schaalsees verläuft wiederum in nordöstlicher Richtung die ± 0 -Isanomale und nun folgt eine positive Anomalie, die ihr Zentrum in der Gegend des Ratzeburger Sees hat. Der höchste dort von mir gefundene Wert beträgt $\Delta Z = +111 \gamma$. Nach Norden zu verringern sich die Störungswerte wieder, um in der Gegend von Lübeck ± 0 zu werden und noch weiter nach NW in eine negative Anomalie überzugehen. Wir haben also eine ganz großräumige Störungszone vor uns mit einer magnetischen Antiklinalregion in der Gegend von Ratzeburg und einer magnetischen Synklinalregion in der Gegend von Leussow-Eldena. Die Störungsamplitude beträgt etwa 270 γ . Die nordwestliche Streichrichtung tritt deutlich hervor, und zwar am besten an den Flanken des magnetischen Störungssattels, weniger deutlich in der Antiklinal- und in der Synklinalregion. Wir erkennen also, daß die Darstellung, welche von Reich auf Grund der Vermessung I. Ordnung gegeben wurde, in den Grundzügen, wenigstens was die Form der Anomalie anlangt, stimmt, daß aber, abgesehen von den viel geringeren positiven Störungswerten, die magnetische Sattelachse wesentlich weiter nördlich liegt. Auch ist die Sattelregion durch eine wichtige südöstliche Mulde unterbrochen und auch in der Längsrichtung nicht einheitlich. Bei der Frage nach der Ursache jener großen magnetischen Antiklinale können wir auf Grund der bekannten geologischen Daten eine

Antwort nicht geben. Wir haben in der Gegend von Wismar, also in der Mitte der Sattelachse, ebenso östlich von Klütz und nordöstlich von Ratzeburg, jungtertiäre Ablagerungen, mehr oder weniger von Diluvium bedeckt. Wir haben jungtertiäre Ablagerungen aber auch am nördlichen Rand der magnetischen Sattelzone im Untergrund von Lübeck und ebenso in der Synklinalregion im Süden. Wir haben Ablagerungen der oberen Kreide nördlich von Klütz am nördlichen Rande der magnetischen Sattelregion, südlich von Rehna in der Mitte der Sattelregion und müssen Ablagerungen der oberen Kreide auch im Untergrund der Synklinalregion im Süden annehmen. Die Gesteine, welche nahe an die Oberfläche herankommen, sind also in der Synklinalregion und Antiklinalregion ziemlich ähnlich vorhanden, jedenfalls können sie nicht den großen Unterschied zwischen beiden Zonen bedingen, dieser muß vielmehr durch Gesteine bedingt sein, die weder an der Oberfläche erscheinen, noch in Bohrungen angetroffen wurden.

In einem in diesem Jahre in dieser Zeitschrift erschienenen Aufsatz hat sich H. Reich mit den Ursachen der magnetischen Anomalien in Norddeutschland beschäftigt. Das mittelstark gestörte Gebiet von Schleswig-Holstein, Mecklenburg und Pommern, mit Ausnahme des östlichen Hinterpommern, bringt H. Reich mit der sogenannten Pompeckyschen Schwelle in Zusammenhang. Darunter ist eine Landschwelle zu verstehen, welche nach Pompecky besonders im Paläozoikum eine Scheidung der Meeresfaunen im Norden und Süden bedingte, und die nach A. Born und anderen auch noch im Culm und späteren geologischen Epochen eine Rolle spielte. Reich schreibt: „Dieses uralte Gebirge, das natürlich in der Hauptsache aus kristallinen Gesteinen aufgebaut war — seine Gerölle beweisen das —, dürfte, wie alle ähnlichen Gebirge Fennoskandiens, Züge, Stöcke und Massive magnetischer Gesteine führen, und diese sind die Ursache der magnetischen Anomalien. Es ist also nicht gesagt, daß die Gebiete stärkster magnetischer Störung mit den am höchsten heraushragenden Teilen dieses Gebirges identisch sind; die letzteren könnten ebensogut aus weniger stark magnetischen Gesteinen bestehen. Trotzdem besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, daß die magnetischen Maxima auch tatsächliche Hochgebiete des alten Gebirges darstellen, da einmal basische Gesteine besonders widerstandsfähig sind, also die prädestinierten Hochgebirge darstellen, und andererseits die Grenzen der Massive augenscheinlich zum Teil wenigstens von Bruchlinien gebildet werden, die höher gelegene Teile gegen abgesunkene abgrenzen. Anders lassen sich die häufig sehr geradlinig verlaufenden Grenzlinien kaum erklären.“ Handelt es sich nun tatsächlich bei den Zonen positiver magnetischer Anomalie um höhere Aufragungen des kristallinen Untergrundes, so werden wir nach Reich in den Synklinalregionen besonders mächtige Sedimentablagerungen zu erwarten haben. Das, was ich als magnetische Antiklinale bezeichnete, würde also auch einer Geoantiklinale entsprechen, und das, was mit magnetischer Synklinale bezeichnet wurde, entspräche einer Geosynklinale. Diesen Anschauungen von H. Reich möchte ich voll und ganz zustimmen. Die Zonen negativer Anomalie.

werden also voraussichtlich auch für längere Zeit hindurch Zonen der Senkung gewesen sein.

In unserem Gebiet liegen im Süden die Salzstöcke von Lübtheen-Jessenitz und Conow. Wenn es richtig ist, daß ein Zusammenhang besteht zwischen der Deckgebirgsmächtigkeit und dem Salzauftrieb, so wie ich dies seinerzeit angenommen habe, so würde aus der Beschränkung der Salzstöcke auf die Zonen der magnetischen Minima noch nicht ohne weiteres gefolgert werden können, daß nur hier Salzlagerstätten vorhanden sind und daß die Regionen der positiven magnetischen Anomalien davon frei sind, sondern nur, daß die Deckgebirgsmächtigkeit dort nicht genügt hat, um den Salzauftrieb bis zur Oberfläche in Gang zu bringen. Im Süden unseres Gebietes sind nun hoch aufragende Salzpfeiler bekannt. Die Last des über dem Permsalz ruhenden Deckgebirges wird dort als außerordentlich groß angenommen werden müssen. In dem Gebiet positiver magnetischer Anomalie deutet stark salzhaltiges Grundwasser ebenfalls darauf hin, daß es wenigstens an einigen Stellen zur Ablagerung von Salz kam. Salzstöcke sind jedoch aus diesem Gebiet bisher nicht bekannt geworden.

Nach unseren gegenwärtigen Anschauungen sind für tektonische Kräfte Räume mit großer Sedimentmächtigkeit besonders leicht angreifbar. Dort können wir also am ersten tektonische Störungen jüngerer Schichten erwarten. Vielleicht hängt es damit zusammen, daß wir in Mecklenburg gerade dort, wo negative magnetische Anomalien auf Grund der magnetischen Vermessung I. Ordnung angenommen werden müssen, häufig prädiluviale Gesteine zutage treten sehen oder unter geringer Diluvialbedeckung in Bohrungen nachweisen konnten. Zum großen Teil aber werden solche Aufragungen prädiluvialen Gebirges in magnetischer Synklinalzone durch Salztektunik bedingt sein. Der Fortschritt der Vermessungsarbeit in Mecklenburg wird noch manche Beiträge zur Lösung dieser theoretischen Fragen liefern.

Betrachten wir nun das magnetische Kartenbild etwas genauer, so fällt uns zunächst auf, daß der magnetische Sattel in Richtung Travemünde, Schönberg, Rehna, Gadebusch eine Einsenkung zeigt und daß ebenfalls eine Einsenkung senkrecht dazu von Wismar über Rehna nach Ratzeburg verläuft. Besonders der südliche Teil dieser letzteren Einsenkung ist durch nahe benachbarte tiefe und hohe Werte scharf markiert. Dort aber, wo dieser ausgeprägte Südrand der Einsenkung das Zentrum der von Schönberg nach SO ziehenden Synklinale schneidet, liegt das Kreidevorkommen von Rehna. Weiterhin ist interessant, daß dort, wo die Antiklinale im Norden ihr Ende findet, an zahlreichen Stellen im Norden und NW von Klütz obere Kreide an die Tagesoberfläche tritt oder doch in großen Schlieren im Geschiebemergel der Steilküste vorhanden ist. Verfolgen wir die Steilküste im Norden von Klützer Ort nach Westen in Richtung auf Travemünde, so werden die Kreideschollen im Diluvium allmählich abgelöst von solchen paläozänen Tones und endlich in der Gegend südlich von Travemünde finden wir Anreicherungen von eozänem Gestein. Ich ziehe daraus den Schluß, daß das diluviale Inlandeis über verschieden alte

Stufen hinweggegangen ist und daß es im Westen Eozän, dann Paläozän und endlich in der Gegend des Klützer Ortes Kreide an der Oberfläche antraf. Nun hat im Gegensatz zu diesen Befunden eine Bohrung bei Boltenhagen unter 86 m Diluvium Miozän angetroffen und eine andere Bohrung etwas weiter östlich bei Tarnewitz fand ebenfalls Miozän bedeckt von 80 m Diluvium. Wir stehen also der Tatsache gegenüber, daß dort, wo in der Nähe von Klütz die stärkste positive Anomalie vorhanden ist, die Diluvialmächtigkeit relativ groß erscheint und unter dem Diluvium jungtertiäre Gesteine folgen, während dort, wo ein rascher Abfall der magnetischen Störungswerte nach NW hin zu verfolgen ist, Ablagerungen der oberen Kreide unter geringer Diluvialmächtigkeit emporragen. Wir müssen also annehmen, daß hier eine Heraushebung des prädiluvialen Untergrundes parallel geht mit einem Absinken des kristallinen Massivs. Ich deute mir diesen Zusammenhang so, daß das alte Massiv in der Gegend von Klütz in die Tiefe geht und daß am Massivrand eine NO bis SW verlaufende Überschiebung, die nördlich des Massivs liegenden prädiluvialen Schichten hochgehoben hat, auch bezüglich des auffälligen Südrandes der von Ratzeburg

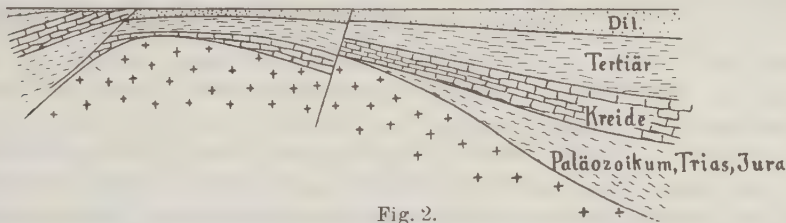


Fig. 2.

nach Wismar verlaufenden Zone möchte ich eine Verwerfung annehmen, die aber auch das Kristalline betroffen haben müßte. Vielleicht hat auch eine Kippung des Nordteiles des Massivs nach Süden stattgefunden. Hiermit würde übereinstimmen, daß der nördlichste Teil bei Klütz auch die größte positive Anomalie aufweist, während dieselbe in südöstlicher Richtung allmählich abnimmt. Für eine Verwerfung am Südrand dieser gekippten Scholle sprechen die großen Differenzen, welche auf kurze Entfernungen in den Störungswerten festgelegt werden konnten. Mit dieser Störung dürfte auch das Kreidevorkommen im Süden von Rehna in ursächlichem Zusammenhang stehen. Interessant ist auch, daß wir südlich von Wismar in der Nähe der vermuteten Störungszone artesisches Wasser finden, ebenso in Rehna und zwischen beiden Orten an der Straße Schwerin-Grevesmühlen starke Quellen. Auch der nördliche Abbruch des Massivs wird in ähnlicher Weise durch an verschiedenen Stellen auftretendes artesisches Wasser markiert.

Die Zone Travemünde-Gadebusch scheint mir dagegen nach den bisherigen Feststellungen weniger durch Verwerfungen bedingt zu sein, vielmehr dürfte es sich bei dieser Zone, das langsamere Abfallen der Störungswerte spricht dafür, um eine südöstlich streichende Sedimentärmulde, die das Massiv rechtwinklig

kreuzt, handeln. Die interessante Zone Ratzeburg-Wismar wird noch eine magnetische Detailuntersuchung erfahren. Aus den verschiedenen Diluvialmächtigkeiten in der Gegend von Klütz, im Norden der vermuteten Störungsline gering, im Süden groß, und ebenso aus dem Kreidevorkommen südlich von Rehna, dürfen wir annehmen, daß diese Störungen in die allerjüngste Vergangenheit fallen bzw. in derselben neu auflebten. Wir sehen daraus, daß eine magnetische Vermessung außerordentlich viel zur Klärung der tektonischen Verhältnisse beitragen kann.

Was nun den Einfluß unserer Salzstöcke auf die magnetische Minima anlangt, so gebe ich heute unumwunden zu, daß ihr Einfluß nur dann im magnetischen Kartenbild deutlich erkennbar ist, wenn keine allzu große Bedeckung mit jüngeren Sedimenten vorhanden ist. Der Salzstock von Lüthteen-Jessenitz kommt auch auf der jetzigen Karte, wo der Abstand der Isanomalen 40γ beträgt, noch recht gut heraus, liegen doch über ihm die drei kleinen Bezirke, welche negative magnetische Störungswerte von mehr als 120γ aufweisen. Dies kann heute mit umso größerer Bestimmtheit gesagt werden, als durch neuere Untersuchungen, die an anderer Stelle bekannt gemacht werden sollen, die Begrenzung des Salzstocks vollkommen bekannt ist. Der Lüthteen-Jessenitzer Salzstock hat eine südöstliche Streichrichtung, dieselbe Richtung zeigten auch die Isanomalen meiner magnetischen Karte von 1920, während sie hier bei dem größeren Abstand der Isanomalen weniger deutlich in Erscheinung tritt. Nördlich von Lüthteen tritt nun plötzlich bei den Isanomalen die NO-Richtung deutlich hervor, dasselbe gilt für die Gegend südlich des Lüthteen-Jessenitzer Salzzuges auf dem Meßtischblatt Leußow. Konnte ich schon auf Grund der plötzlich senkrecht dazu verlaufenden Isanomalen die Anschauung aussprechen, daß der Lüthteener Salzstock dicht nordöstlich von Lüthteen sein Ende finden müsse, so haben neuere Forschungen dies bestätigt. Immer wieder findet sich in der Literatur die Anschauung eines Zusammenhanges des Lüthteen-Jessenitzer und Conower Salzstockes. Diese Anschauung ist zweifellos falsch, dies kann auf Grund des magnetischen Kartenbildes ohne weiteres gesagt werden. Der Conower Salzstock hat tektonisch mit dem von Lüthteen und Jessenitz nichts zu tun. Auf Blatt Leußow tritt die — 120 Isanomale in scharfer NO-Richtung hervor. Dieser Isanomale entspricht nach meiner Meinung ein tektonischer Verwurf. Nicht langsam und gleichmäßig nehmen nämlich die Störungswerte in diesem Gebiet nach Süden ab, sondern bleiben bis zu der — 120 Isanomale konstant, um dann plötzlich im südlicheren Gebiet ungefähr 40γ tiefer zu liegen. Weniger deutlich als der Lüthteen-Jessenitzer Salzstock hebt sich derjenige von Conow auf dem magnetischen Kartenbild heraus. Lediglich das kleine Gebiet, das bei Conow von der — 160 Isanomale umgrenzt wird, dürfte mit diesem Salzstock in Verbindung stehen. Ob auch dem nordöstlich streichenden Gebiet, das auf Blatt Leußow von der — 160 Isanomale begrenzt wird, in der Tiefe ein Salzstock entspricht, läßt sich heute noch nicht mit Bestimmtheit sagen. Weitere Untersuchungen werden voraussichtlich auch

diese Frage klären. Drei verschiedene Arten von Anomalien fanden sich also bei der Vermessung des westlichen Mecklenburgs, 1. eine ganz großräumige Anomalie, welche auf die mehr oder weniger große Tiefenlage des kristallinen Untergrundes bezogen wurde, 2. Anomalien, verursacht durch große tektonische Störungen, die besonders dann stark hervortreten werden, wenn der kristalline Untergrund durch diese tektonischen Störungen mitbetroffen wurde, und 3. weniger stark hervortretende kleine Anomalien, hervorgerufen durch die verschiedenen Suszeptibilitäten des sedimentären Untergrundes.

Im gegenwärtigen Augenblick ist die magnetische Vermessung, für deren weitere Durchführung ich von privater Seite reiche Unterstützung gefunden habe, schon auf ein wesentlich größeres Gebiet ausgedehnt als die beigegebene Isanomalenkarte zeigt. Ich hoffe daher in nicht allzu ferner Zeit über weitere Ergebnisse berichten zu können.

Bemerkungen zur numerischen und graphischen Behandlung der Krümmungsgröße.

Von **Karl Jung**, Potsdam. — (Mit drei Abbildungen.)

Die bekannten Formeln zur Berechnung der Krümmungsgröße aus $\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y}$ und $\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}$ verlangen in bestimmten Fällen sehr genaue Rechenhilfsmittel, wenn die Genauigkeit des Resultates der Beobachtungsdaten gleichkommen soll. Es wird auf eine Formel hingewiesen, die von diesem Nachteil frei ist, und eine graphische Methode zur Addition, Subtraktion und Komponentenzerlegung bei Krümmungsgrößen entwickelt.

1. Mit der Eötvösschen Drehwaage werden bekanntlich die folgenden vier Größen gemessen:

$$\begin{aligned} a &= \frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z}, & c &= \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y}, \\ b &= \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z}, & d &= \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}, \end{aligned}$$

wobei U das Schwerepotential im Bezugspunkt des Instruments (Gehängeschwerpunkt) bedeutet, die Z -Achse mit der Schwerkraft im Bezugspunkt zusammenfällt und X, Y horizontale Koordinaten sind, die man meist zweckmäßig nach Norden und Osten orientiert, was aber nicht von prinzipieller Wichtigkeit ist.

Aus den Größen a und b berechnet man den „Gradienten“, einen Vektor mit den Komponenten a und b . Seine Länge ist G , mit der X -Achse bildet er den Winkel α . G und α berechnen sich aus:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{a}{b} \dots \dots \dots (1)$$

$$G = \sqrt{a^2 + b^2} \dots \dots \dots (2)$$

Aus den Größen c und d berechnet man die „Krümmungsgröße“, ebenfalls eine gerichtete Größe. Ihre Länge K und der Winkel λ , den sie mit der X -Achse bildet, werden nach den Formeln

$$\operatorname{tg} 2\lambda = \frac{c}{-d} \quad \dots \quad (3)$$

und

$$K = -d \cdot \frac{1}{\cos 2\lambda} \quad \dots \quad (4)$$

berechnet. Hierbei wird K stets positiv gewählt, so daß folgende Vorzeichen = Vorschriften für den Winkel 2λ bestehen:

$$\operatorname{sg} \cos 2\lambda = -\operatorname{sg} d, \quad \operatorname{sg} \sin 2\lambda = \operatorname{sg} a \quad \dots \quad (5)$$

Aus (3), (4) und (5) sind K und λ eindeutig bestimmt.

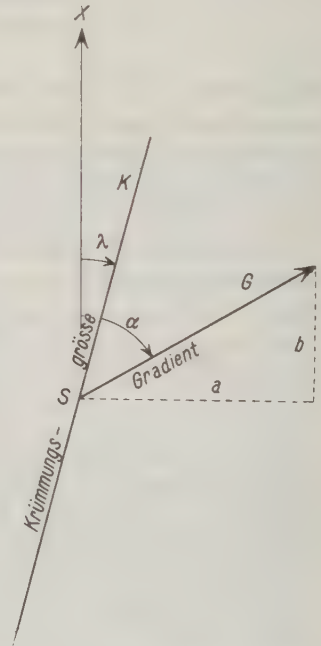
Gleichwertig mit (4) ist die oft angeführte Formel:

$$K = \frac{c}{\sin 2\lambda} \quad \dots \quad (4a)$$

Die bereits seit Eötvös übliche graphische Darstellung von Gradient und Krümmungsgröße zeigt Fig. 1.

Fig. 1. Graphische Darstellung von Gradient und Krümmungsgrößen.

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 U'}{\partial y \partial z} &= a, & \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} &= b, & 2 \frac{\partial^2 U'}{\partial x \partial y} &= c, & \frac{\partial^2 U'}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U'}{\partial x^2} &= d. \\ (1) \quad \operatorname{tg} \alpha &= \frac{a}{b}, & (2) \quad G &= \sqrt{a^2 + b^2}, & (3) \quad \operatorname{tg} 2\lambda &= \frac{c}{-d}, \\ (4) \quad K &= \frac{-d}{\cos 2\lambda}, & (4a) \quad K &= \frac{c}{\sin 2\lambda}, & (4') \quad K &= \sqrt{c^2 + d^2}. \end{aligned}$$



Der Gradient gibt die Richtung und den Betrag der größten Änderung der Schwerkraft an, wenn man in horizontaler Richtung fortschreitet, die Krümmungsgröße gibt die Differenz der beiden Hauptkrümmungen der Niveau-

fläche und die Richtung der kleineren Hauptkrümmung. Die Bedeutung von Gradient und Krümmungsgröße ist für die folgenden Betrachtungen nicht wichtig.

2. Während die Formeln (1) und (2) auf einfachste Weise hinreichend genau den Gradienten berechnen lassen, sind die Formeln (3) und (4) oder (3) und (4a) zur Bestimmung der Krümmungsgröße nicht immer vorteilhaft. Die Bestimmung von K geschieht nicht unabhängig von λ , und bei bestimmten Werten von λ , nämlich, wenn die Nenner in (4) und (4a) nahezu Null sind, ist eine recht genaue Bestimmung von $\cos 2\lambda$ bzw. $\sin 2\lambda$ erforderlich, wenn die Genauigkeit des berechneten Wertes von K der Genauigkeit der gemessenen Größen gleich sein soll. Es kommen Fälle vor, in denen die vierstellige Logarithmentafel und trigonometrische Tafeln mit $1/10^0$ -Angabe nicht genügen, also sehr genaue Rechenhilfsmittel nötig sind.

Durch eine kleine Umrechnung läßt sich eine Formel für K finden, die bei allen Werten von λ brauchbar ist. Benutzt man die bekannte trigonometrische Beziehung $\frac{1}{\cos \omega} = \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \omega}$, so ergibt sich durch Elimination von λ aus (3) und (4):

$$K = \sqrt{c^2 + d^2} \dots \dots \dots (4')$$

λ wird nach wie vor durch (3) und die Vorzeichenregeln (5) bestimmt.

Formel (4') hat den Vorteil, daß die Berechnung von K unabhängig von der Bestimmung des Winkels λ vorgenommen werden kann, außerdem zeigen die Formeln (3) und (4') eine weitgehende Analogie zu den Formeln (1) und (2), so daß das Rechenschema für die Krümmungsgröße dem des Gradienten ähnlicher wird. Wie beim Gradienten genügt in allen Fällen die Genauigkeit des Rechenschiebers.

Die Bedeutung der Formel (4') ist hiermit noch nicht erschöpft. Sie führt, wie sich gleich zeigen wird, zu einer einfachen graphischen Methode der Addition, Subtraktion und Komponentenzerlegung bei Krümmungsgrößen.

Wie aus den Formeln (1) und (2) zu ersehen ist, ist der Gradient ein Vektor. Addition und Subtraktion von Gradienten, Zerlegung in Komponenten und ähnliche Aufgaben können also nach den bekannten einfachen Regeln der Vektoraddition (Parallelogramm der Kräfte, Bewegungen usw.) rechnerisch und graphisch ausgeführt werden. Bei der Krümmungsgröße ist dies unmittelbar nicht möglich, denn nach den Formeln (3) und (4) oder (3) und (4') ist sie kein Vektor in dem eben erläuterten Sinne.



Fig. 2.

Die Darstellung der Krümmungsgröße durch die Formeln (3) und (4') jedoch gestattet, der Krümmungsgröße einen Vektor zuzuordnen, mit dessen Hilfe die oben erwähnten Aufgaben auf einfache Weise graphisch gelöst werden können. Dieser Vektor hat in der X - und Y -Richtung die Komponenten c und $-d$, nach Formel (4') ist seine Länge gleich K , nach Formel (3) bildet er mit der X -Achse den Winkel 2λ . Für die graphische Darstellung ist es praktisch, den Absolutbetrag zu halbieren, also einen Vektor \mathfrak{R} einzuführen mit der Länge $K/2$, dem Winkel 2λ und den Komponenten $c/2$ und $-d/2$.

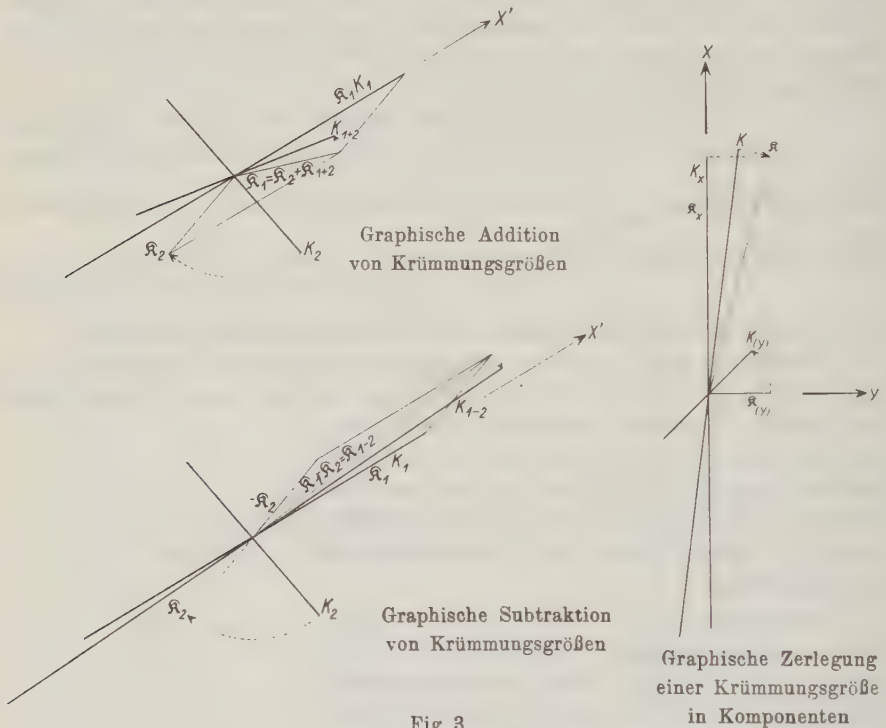


Fig. 3.

Wie der Vektor \mathfrak{R} aus der Krümmungsgröße leicht graphisch abgeleitet werden kann und wie man umgekehrt aus \mathfrak{R} die Krümmungsgröße erhält, zeigt Fig. 2. \mathfrak{R} sei mit „Krümmungsvektor“ bezeichnet. Er darf nicht mit dem Krümmungsvektor der Differentialgeometrie verwechselt werden.

Aus der Potentialtheorie wird abgeleitet, daß sich die Größen c und d nach folgenden einfachen Gesetzen addieren und subtrahieren:

$$c_{1+2} = c_1 + c_2, \quad d_{1+2} = d_1 + d_2 \dots \dots \dots (6)$$

Durch Einsetzen von c_{1+2} und d_{1+2} erhält man aus (3) und (4') die Summe der Krümmungsgrößen K_{1+2} . Die Gleichungen (6) sind aber auch identisch

mit den Komponentengleichungen der Vektoraddition der Krümmungsvektoren \mathfrak{K}_1 und \mathfrak{K}_2 . Addiert man also die den Krümmungsgrößen K_1 und K_2 entsprechenden Krümmungsvektoren \mathfrak{K}_1 und \mathfrak{K}_2 nach den Regeln der Vektoraddition, so ist die der Resultante \mathfrak{K}_{1+2} entsprechende Krümmungsgröße die gesuchte Krümmungsgröße K_{1+2} .

Wie Addition, Subtraktion und Zerlegung in Komponenten bei Krümmungsgrößen ausgeführt werden, ist in Fig. 3 dargestellt. Hierbei ist von der Freiheit Gebrauch gemacht, den Winkel λ von einer beliebigen Richtung aus zu zählen. Dadurch, daß man die X-Richtung, jetzt mit X' bezeichnet, in die Richtung einer der Krümmungsgrößen legt, spart man Konstruktionslinien und erhöht die Übersichtlichkeit.

Die hier angegebenen Methoden lassen sich in der Praxis vielfach mit Vorteil verwenden, so die Addition und Subtraktion bei der Bestimmung der Wirkung von gegebenen Massen auf die Krümmungsgröße, vor allem bei der Geländereduktion, wenn die Wirkung regelmäßiger Gebilde (Gräben, Dämme, Straßenschotterung usw.) außer der des nivellierten Terrains zu berücksichtigen ist. Die Komponentenzersetzung kommt bei der Auswertung von Messungsergebnissen vor.

Wenn keine hohen Ansprüche an die Genauigkeit gestellt sind, kann ein geübter Zeichner die graphischen Methoden aus freier Hand anwenden. Hierauf beruht ihre Überlegenheit überall da, wo es mehr auf Schnelligkeit als auf Genauigkeit ankommt, z. B. bei allen Überschlagsrechnungen.

Der Wasserhaushalt der Antarktis in der Eiszeit *).

Von Prof. Dr. W. Meinardus in Göttingen.

Es wird gezeigt, daß die früher größere Vereisung der Antarktis eine starke Luftzirkulation, höhere Temperatur und Feuchtigkeit („Mischungsverhältnis“) der Luft zur notwendigen Voraussetzung hatte.

Zahlreiche Beobachtungen am Rande und im Innern des Südpolargebiets zeigen, daß die Mächtigkeit der Inlandeisdecke in einer zurückliegenden Zeit, wahrscheinlich der Eiszeit, erheblich größer gewesen ist als heute. Hieraus darf geschlossen werden, daß auch die Eisausfuhr aus dem vereisten Gebiet bedeutender war, um so mehr, als bei größerer Eisdicke vermutlich auch die Strömungsgeschwindigkeit des Eises die heutige übertraf. War die Eisdecke also z. B. doppelt so groß wie heute, was nach den Beobachtungen über die früheren Eisstandsmarken wohl der Fall gewesen sein kann, so betrug die

*) Eine ausführlichere Darstellung erscheint in den „Nachrichten“ der Gesellsch. d. Wissensch. Göttingen, Math.-Phys. Kl. 1928. Vgl. auch meine Abhandlung über den Wasserhaushalt der Antarktis (1. Mitteilung) an gleicher Stelle 1925, S. 184—192; ferner Zeitschr. f. Geophys., 2. Jahrg., S. 38 f.

damalige Eisausfuhr infolge der vermehrten Geschwindigkeit mehr als das Doppelte, vielleicht dreimal soviel wie in der Gegenwart.

Die vermehrte Eisausfuhr mußte im Zustand klimatischen und hydrographischen Gleichgewichts eine vergrößerte Schneezufuhr, gemessen durch die Differenz Niederschlag minus Verdunstung, zur Voraussetzung haben oder, anders ausgedrückt, die Abflußhöhe mußte im vereisten Gebiet in gleichem Maße gesteigert sein wie die Eisausfuhr am Inlandeisrand. Zur Verstärkung der Schneezufuhr oder der Abflußhöhe war eine entsprechende Steigerung der Wasserdampfeinfuhr durch die in die Antarktis eindringenden Luftströmungen gegenüber der Wasserdampfausfuhr durch die aus ihr heraus wehenden erforderlich. Hieraus folgt weiter, daß die Luftzirkulation zwischen der Antarktis und ihrer Umgebung in der Eiszeit verstärkt war; ob in gleichem Maße wie die Eisausfuhr bleibt noch zu entscheiden.

Die Bilanz des Wasserkreislaufs hängt nämlich offenbar nicht allein von der Stärke des Luftaustausches, sondern auch davon ab, wie groß der Wassergehalt der ein- und der ausströmenden Luft ist. Falls der Wassergehalt, das sogenannte Mischungsverhältnis der Luft, so groß war wie heute, dann mußte der Luftaustausch zwischen der Antarktis und ihrer Umgebung um eben soviel gesteigert sein, wie die Eisausfuhr, um den dafür erforderlichen Wasserdampf herbeizuschaffen. War dagegen der Wassergehalt der einströmenden im Vergleich mit dem der ausströmenden Luft früher größer, so bedurfte es einer um so geringeren Verstärkung des Luftaustausches, um die erhöhte Ernährung des Inlandeises und seine größere Ausfuhr zu decken.

Folgende Überlegung gibt die nötigen Anhaltspunkte zur Entscheidung der Frage. Nach Beobachtungen an vielen Stellen des Südpolargebiets ist die Temperatur der Luft in erheblichem Maße von der Windstärke abhängig. Die niedrigsten Temperaturen treten durch Strahlungskälte bei Lufruhe ein, wobei sich eine starke Temperaturinversion ausbildet. Kommt Wind auf, so steigt die Temperatur durch Vermischung der unteren mit den oberen Luftschichten. Je stärker der Wind, um so weiter reicht die Turbulenz hinauf, um so größer wird die Erwärmung. Die Beobachtungen E. Barkows im Weddellmeer sowie die Beobachtungen G. C. Simpsons am Südrande des Roßmeeres geben das Beweismaterial. Die Advektion warmer Luft von den zirkumpolaren Meeresflächen pflegt den Vorgang noch zu verstärken, wie es die Beobachtungen an der Winterstation des „Gauß“ besonders deutlich erkennen lassen.

Aus dieser Beziehung zwischen Lufttemperatur und Windstärke darf gefolgert werden, daß die vermehrte Luftzirkulation in der Zeit stärkerer Vereisung eine Erhöhung der Temperatur in der Antarktis bewirkte. Mit der höheren Temperatur war dann aber auch ein größerer Wassergehalt der Luft vereinbar und sicher auch verbunden, so wie es auch heute überall im Umkreis der Antarktis der Fall ist.

Die oben aus der stärkeren Vereisung gefolgerte stärkere Wasserdampfeinfuhr in das Südpolargebiet war somit ebenso sehr durch eine Vermehrung

der Luftzirkulation wie auch durch eine Erhöhung des Wasserdampfgehalts der einströmenden Luft (im Vergleich zu dem der ausströmenden Luft) verursacht. Die Eiszeit oder, neutraler ausgedrückt, die Zeit größerer Vereisung des Südpolargebiets, stellt sich hiernach zugleich als eine Epoche höherer Temperatur dar. Dieses Ergebnis, so paradox es erscheinen mag, ist meines Erachtens durch die obige Beweisführung so gut wie gesichert. Schon andere Forscher, wie Philippi, Scott und Brückner, haben mit anderen Argumenten die Wahrscheinlichkeit einer höheren Temperatur der Antarktis zur Zeit ihrer größeren Vereisung angenommen. Jedoch war ihre Beweisführung nicht so zwingend, daß man sich ihr allgemein angeschlossen hätte, zumal bekanntlich für die übrigen Teile der Erde eine Erniedrigung der Temperatur in der Eiszeit aus zwingenden Gründen gefolgert werden muß. Da aber im Zusammenhang damit ebenfalls eine Verstärkung der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre wahrscheinlich gemacht werden kann, so wird die nach meiner obigen Darstellung postulierte Verstärkung des Luftaustausches der Antarktis mit ihrer Umgebung und somit auch die Annahme einer höheren Temperatur und Feuchtigkeit für das Gebiet der antarktischen Vereisung in der Eiszeit um so verständlicher.

Übersicht über Neuerscheinungen.

Meteorologie.

Schmidt, Wilh.: „Der Massenaustausch in freier Luft und verwandte Erscheinungen“. 118 S. mit 5 Fig. Hamburg, Henri Grand, 1925. Nr. VII der Probleme der kosmischen Physik. Preis geh. RM 7.—, geb. 8.—.

- I. Einleitung; Allgemeines. Geordnete und ungeordnete Bewegung. Ableitung der Grundformeln.
- II. Austausch und Temperaturverhältnisse; Scheinleitung. Allgemeines Verhalten in Luft. Allgemeines Verhalten im Wasser. Zusammenwirken von Luft und Unterlage. Stetige Temperaturänderungen.
- III. Austausch bei Diffusionsvorgängen. Gemenge und Lösungen. Feste Beimengungen. Allgemeinere Fragen.
- IV. Austausch und Reibungsverhältnisse. Theorie. Folgerungen aus der Theorie für Luft. Folgerungen aus der Theorie für Wasser.
- V. Allgemeines.

Defant, Albert: „Wetter und Wettervorhersage“. 346 S. mit 154 Fig. Leipzig und Wien, Franz Deuticke, 1926. Preis geh. RM 18.—.

- I. Das Wetter. Ursprung und Entwicklung der Wetterkunde. Die Beziehungen zwischen Luftdruck und Wind. Der Bewegungszustand der Luft und ihr Zusammenhang mit Bewölkung und Niederschlag. Das Wetter bei typischen Formen der Isobaren und der dazu gehörigen Strömungsverhältnisse der Luft. Die Veränderungen der Luftdruckverteilung; die unperiodischen Druckveränderungen. Perioden des Wetters. Spezielle Witterungserscheinungen.
- II. Die Wettervorhersage. Das Problem der Wettervorhersage. Regeln und Erfahrungssätze für die Wettervorhersage. Beispiele für Wettervorhersagen. Erfolge und Kritik der Wettervorhersagen.
- III. Die Witterungserscheinungen längerer Zeiträume. Der Witterungscharakter der Monate und die Beziehungen zur Luftdruckverteilung über dem Nordatlantischen Ozean. Die Vorausbestimmung des Witterungscharakters längerer Zeiträume. Witterungsperioden längerer Dauer.

- Götz, F. W. Paul: „Das Strahlungsklima von Arosa“. 110 S. mit 31 Abb. und 69 Tabellen. Berlin, Julius Springer, 1926.
- Einleitung. Die Sonnenscheinverhältnisse von Arosa. Die ultraviolette Sonnenstrahlung. Ultraviolette Himmelsstrahlung und Orthsichtigkeit. Dauermessungen der Tageshelle nach photochemischer Wirksamkeit. Ergänzende klimatologische Daten.
- Wendler, August: „Das Problem der technischen Wetterbeeinflussung“. 107 S. mit 7 Abb. Hamburg, Henri Grand, 1927. Nr. IX der Probleme der kosmischen Physik. Preis geh. RM 6,50, geb. 7,50.
- I. Übersicht über bisherige Erfahrungen auf dem Gebiet der künstlichen Wetterbeeinflussung. Der Blitzableiter. Frostbekämpfung. Hagelbekämpfung. Regen-erzeugung. Weitere Beispiele von Witterungsbeeinflussung durch technische Eingriffe. Beispiele des Einflusses von Dauerwirkungen.
 - II. Die wichtigsten physikalischen und chemischen Grundlagen für die Beurteilung atmosphärischer Vorgänge. Übersicht über die „Polarfronttheorie“. Übersicht über die Niederschlagsformen (Kondensationsprodukte). Katalyse und Kolloid-chemie in der Meteorologie.
 - III. Zur Technik des meteorologischen Freiluftversuchs.
 - IV. Prinzipienfragen. Schlußwort.
- Gruner, Prof. Dr. P. und Kleinert, Dr. H.: „Die Dämmerungserscheinungen“. 124 S. mit 30 Fig., 6 farbigen Tafeln, einem mehrfarbigen Übersichtsblatt und 11 Tabellen. Hamburg, Henri Grand, 1927. Nr. X der Probleme der kosmischen Physik. Preis geb. RM 12.—.
- I. Allgemeine Schilderung des Dämmerungsverlaufes.
 - II. Die Haupterscheinungen der Dämmerung und ihre Abänderungen. Allgemeine Bemerkungen. Das Purpurlicht. Die Dämmerung an der Sonnengegenstelle. Die purpurfreie Dämmerung an der Sonnenstelle.
 - III. Die Schwankungen des Dämmerungsverlaufes in ihren geophysikalischen, meteorologischen und kosmischen Beziehungen. Die atmosphärisch-optischen Störungsperioden. Die säkularen Schwankungen. Meteorologische Zusammenhänge. Die Jahresperiode des Purpurlichtes. Kosmische Einflüsse.
 - IV. Theorie der Dämmerungsfarben. Allgemeine Theorie der Farben trüber Medien. Die Beleuchtung der reinen Atmosphäre. Die Beleuchtung der optisch gestörten Atmosphäre. Die Anwendung der Theorie auf Einzelercheinungen.
- „Börnsteins Leitfaden der Wetterkunde“. 4. Auflage, bearbeitet von Walter Brückmann. 284 S. mit 69 Abb. und 22 Tafeln. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn A.-G., 1927. Preis geh. RM 15.—, geb. 17.—.
- Einleitung. Wärmeverhältnisse. Luftdruck. Luftbewegung. Der Wasserdampf in der Atmosphäre. Lufterlektrizität. Optische Erscheinungen. Synoptische Meteorologie. Meteorologische Instrumente. Tabellen.
- Veröffentlichungen des Geophysikalischen Instituts der Universität Leipzig. Herausgegeben von L. Weickmann. II. Serie, III. Band. Leipzig 1924—1927.
- I. Der Wärmeeinbruch (Warmfront) vom 12. bis 13. Januar 1920 in Mitteleuropa. Von K. Diesing.
 - II. Wellen und Wirbel an einer quasistationären Grenzfläche über Europa. Von T. Bergeron und G. Swoboda.
 - III. Über Luftdruckwellen. Von P. Mildner.
 - IV. Über warme Hochdruckgebiete und ihre Rolle im atmosphärischen Wärmehaushalt. Von R. Mügge.
 - V. Beziehungen zwischen Luftdruck- und Temperaturänderungen. Von B. Haurwitz.
- Dorno, C.: „Grundzüge des Klimas von Muottas-Muraigl (Oberengadin)“. 177 S. mit 41 Tafeln und 11 Fig. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn A.-G., 1927.
1. Meteorologie. 2. Strahlung.
 - I. Sonnenstrahlung.
 - II. Himmelsstrahlung.
 3. Meteorologische Optik. 4. Lufterlektrizität. 5. Physik und Physiologie.

Vorträge, gehalten auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

vom 19. bis 21. September 1928.

Die Seismizität der Ozeane und Kontinente.

Von E. Tams. — (Mit zwei Karten.)

1. Geschichtlicher Überblick. 2. Ergänzungen zu dem bisherigen Bilde von der Seismizität der Erde. a) Die hohen nördlichen Breiten. b) Die hohen südlichen Breiten. c) Der Pazifik unter Ausschluß seiner Randgebiete. d) Der Indik. 3. Vergleichende Betrachtung der drei Ozeane. 4. Beziehungen zur Seismizität der Kontinente. Sial und Sima. 5. Ozeanbecken und Tiefseerinnen. 6. Seismizität und Schwerkraft. 7. Literaturnachweis. 8. Anhang: Tabelle der in der Arbeit gesondert behandelten Epizentren seit 1913.

1. Geschichtlicher Überblick. Erst in den letzten zwanzig Jahren vervollständigt sich das Bild, welches wir uns von der Seismizität der Erdoberfläche zu machen haben, mehr und mehr. Zwar ist ein wichtiges Gesetz der geographischen Verbreitung der Erdbeben, nämlich ihr vorwiegendes Gebundensein an den mediterranen und den zirkumpazifischen Gürtel, schon durch die Untersuchungen von F. de Montessus de Ballore²²⁾ klargelegt und in dem Werke dieses Autors über die seismische Geographie 1906 zusammenfassend dargestellt worden und hat noch etwa zwei Jahrzehnte früher, im Jahre 1887, E. Rudolph³²⁾ die Seismizität der Ozeanböden einer ersten Untersuchung unterzogen; doch war Rudolph in damaliger Zeit nur auf Schiffsbeobachtungen angewiesen und beschränkte sich de Montessus de Ballore fast ausschließlich auf die Verwertung eines allerdings sehr umfangreichen Materials makroseismischer Landbeobachtungen. Die zuerst für die größeren Erdbeben von 1899 von I. Milne²⁰⁾ ausgeführten und seitdem von ihm selbst regelmäßig bis 1910 fortgesetzten Epizentrumsermittlungen auf mikroseismischem Wege waren entsprechend dem Anfangsstadium in der Entwicklung der physikalischen Seismologie notwendigerweise zunächst noch sehr unbestimmt und lückenhaft.

Einen wichtigen Fortschritt verzeichnet sodann die von E. Rudolph und S. Szirtes³³⁾ 1914 entworfene Erdkarte der geographischen Verteilung von Großbeben, obwohl naturgemäß ebenfalls hier bei der Kürze der zuverlässiger mikroseismisch auswertbar gewesenen Zeit sowohl auf dem Lande wie namentlich auf dem Meeresboden noch manche Lücke vorhanden ist und andererseits doch auch noch manche der eingetragenen Epizentren ihrer Lage nach als recht zweifelhaft angesprochen werden müssen. Zum ersten Male tritt indessen wenigstens im Kartenbild die seismische Bedeutung der Tiefseerinnen deutlich hervor. Wie aber beide Autoren merkwürdigerweise in diesen Rinnen keine besonders beachtenswerten tektonischen Gebilde sahen, so legten sie auch auf ihren Reichtum an Großbeben nur so weit Gewicht, als sich in der Nähe Vulkane befinden; denn sie möchten die hohe Seismizität der mediterranen und der

zirkumpazifischen Zone letzthin darauf zurückgeführt wissen, daß sich gerade unter diesen beiden Zonen das sogenannte pazifische Magma befindet, welches im Vergleich zum atlantischen Magma höher gelegen ist und daher von intensiverer Wirksamkeit sein soll. Die lebhafteste, erst durch E. Krenkels¹⁸⁾ Forschungen aufgedeckte Erdbeben-tätigkeit des ostafrikanischen Bruchsystems*), wie auch die rege Seismizität des Europäischen Nordmeeres⁴⁰⁾ konnte damals nur vermutet werden und wurde genetisch mehr nebenbei mit in Betracht gezogen, sonst hätten schon diese beiden abseits gelegenen seismischen Gebiete jene Art einer rein magmatischen Erklärung in Frage stellen müssen; denn die Region des ostafrikanischen Grabens ist durch atlantische, und die des Europäischen Nordmeeres durch die Sippe der basaltischen oder arktischen Laven gekennzeichnet.

Es ist etwas anderes, wenn zum Beispiel C. G. S. Sandberg³⁴⁾ neuerdings wieder besonders stark den Zusammenhang zwischen Gebirgsbildung und Vulkanismus betont und namentlich den Standpunkt vertritt, daß alle bekannten tektonischen Großformen der Gebirgsketten auf die Wirkung magmakratischer Kräfte zurückzuführen seien (magmakratische Orogenese). Dann treten natürlich letzthin auch die Erdbeben allgemein in eine für ihr Auftreten entscheidende ursächliche Beziehung zu den magmatischen Vorgängen der Tiefe. Zu dieser in den Bereich des Problems der Gebirgsbildung gehörenden Hypothese kann hier indessen, da es von dem zu behandelnden Gegenstand zu weit abführen würde, nicht Stellung genommen werden.

Einen weiteren erheblichen Fortschritt zeigt dann die Darstellung der Seismizität der Erdoberfläche, welche A. Sieberg³⁶⁾ unter Beigabe einer seismisch-tektonischen Weltkarte 1922 veröffentlichte. Von der Seismizität der Landgebiete dürfte damit wohl schon ein in den Hauptzügen recht vollständiges Bild gegeben sein, und das Bild von der Seismizität der Ozeane erhielt durch Mitberücksichtigung des älteren Rudolphschen Materials der durch Schiffsbeobachtungen bekannt gewordenen submarinen Beben vollere Züge. Die Verwertung mikroseismisch ermittelter Epizentren mußte aber zufolge der Ungunst der Zeitverhältnisse noch beschränkt bleiben, und so fehlte zum Teil für ein richtiges Urteil über die Größe der Beben des Meeresbodens ein zuverlässiger Maßstab, wie auch selbstverständlich noch nicht alle Gebiete seismisch zu erfassen waren. Die seismische Bedeutung der Tiefseerinnen tritt aber besonders klar hervor und wird nun auch vom genetischen Standpunkt aus gebührend beleuchtet. Entsprechend der Erkenntnis, daß für die Entstehung von Erdbeben die Bruchdislokation die Hauptrolle spielt und die Tiefseerinnen wichtige Leitlinien im Antlitz der Erde darstellen, wird sie damit erklärt, daß es sich bei diesen submarinen und ausgesprochen randständigen Furchen maximaler Einsenkung um gewaltige Verwerfungen handele. Hierauf wird weiter unten (Abschnitt 5 und 6) zurückzukommen sein.

*) Die schmale Bruchzone des Njassa- und Tanganjikagraben bis zum Albertsee im Norden weist eine mittlere jährliche Bebenhäufigkeit von über 100 auf, und in Deutsch-Ostafrika sollen jährlich mindestens 250 bis 300 Erdbeben eintreten,

Eine systematische und schärfere Anwendung der Methoden der mikroseismischen Epizentrumsbestimmung lehrte dann aber, daß auf diesem Wege regional noch wichtige Ergänzungen zu dem bisherigen seismischen Bilde der Erdoberfläche zu erhalten seien, ja geradezu seismisches Neuland gewonnen werden könne. Einen zu weiteren ähnlichen Arbeiten anspornenden Beweis hierfür liefern Untersuchungen solcher Art über die seismischen Verhältnisse des Europäischen Mittelmeeres²⁸⁾, welche in Bestätigung und Erweiterung der früheren Rudolphschen Ergebnisse besonders die lebhafteste Erdbebentätigkeit in der östlichen Mittelmeerhälfte dartun, sowie ferner über die seismischen Verhältnisse des Europäischen Nordmeeres und seiner Umrandung⁴⁰⁾, welche erst die dem Mittelmeer vergleichbare seismische Regsamkeit dieses geotektonisch eine Einheit für sich darstellenden abseits gelegenen Meeresbeckens aufzeigen und Epizentren auch jenseits von 80° N, in erster Linie an dem Böschungsabfall von Grönland und Spitzbergen zum arktischen Becken nachweisen. Auch darf in diesem Zusammenhang auf den Nachweis von Epizentren in der nur schwer zugänglichen Region der Nordenskiöld-See und ihrem südlichen Randgebiet in Nordsibirien zwischen Taimyrland und den Neusibirischen Inseln⁴¹⁾, und auf die erst kürzlich erfolgte vollständige Aufhellung der Seismizität des offenen Atlantischen Ozeans⁴²⁾ aufmerksam gemacht werden, welche u. a. neben einem fast lückenlosen starken seismischen Betontsein der nördlichen Hälfte der atlantischen Schwelle von Island bis zur Insel Ascension auch eine bisher unbekannte und sehr bemerkenswerte Seismizität des Südantillenbogens zutage brachte. Wichtige Aufschlüsse verdanken wir endlich den verwandten Arbeiten von S. W. Visser⁴⁵⁾ bzw. St. Taber³⁹⁾ über die Lage der instabilen Bezirke im Gebiet von Niederländisch-Indien und im Bogen der Großen Antillen. In beiden Fällen wird erst durch diese Studien der Bebenreichtum der Abdachungen zu den hier vorhandenen Tiefseerinnen im einzelnen klargelegt.

2. Ergänzungen zu dem bisherigen Bilde von der Seismizität der Erde.

Mit der Wahrscheinlichkeit rechnend, daß eine Durchmusterung des inzwischen schon recht ansehnlich angewachsenen Materials an mikroseismisch bestimmten Epizentren unsere Kenntnisse von der Seismizität der Kontinente und Ozeane weiter fördern könnte, habe ich mich nun zunächst einer solchen Aufgabe unterzogen. Ich beschränkte indessen hierbei mein Interesse darauf, solche Epizentren aufzufindig zu machen, welche außerhalb der seismisch schon näher bekannten Gebiete gelegen sind.

Als Unterlage dienten mir in erster Linie die Bestimmungen, welche von H. H. Turner für 1913 bis 1917 im Bulletin of the Brit. Assoc. Seism. Committee (Oxford 1917 bis 1922) und seitdem bis Ende 1924 im International Seism. Summary (Oxford 1923 bis 1928) veröffentlicht wurden. Von etwa 1913 an*)

*) Eine Bearbeitung der Beben von 1911 und 1912 ist in der Reihe dieser Veröffentlichungen bisher nicht erschienen. I. Milne führte, wie schon oben bemerkt, die Lokalisierungen bis 1910 durch, und vom Zentralbureau der Internationalen seismologischen Assoziation der Vorkriegszeit konnten die Ergebnisse einer analogen Bearbeitung der registrierten seismischen Störungen nur bis einschließlich 1907 publiziert werden.

gewinnen die mikroseismischen Epizentrumslokalisierungen erheblich an Genauigkeit, obgleich auch weiterhin die einzelnen abgeleiteten Epizentren nur mit Auswahl übernommen werden können. In einer großen Zahl von Fällen erweisen sich die vorhandenen mikroseismischen Daten als durchaus unzureichend zu einer auch nur angenäherten Lokalisierung. Den auch dann angegebenen epizentralen Koordinaten dürfte nur die sehr fragwürdige Bedeutung zukommen, den Punkt auf der Erdoberfläche zu bezeichnen, auf den sich unter zum Teil recht willkürlicher Deutung unvollständiger Stationsdaten die verschiedenen Seismogramme allenfalls beziehen lassen. Von uns wurden unter der oben angegebenen Beschränkung nur solche Epizentren berücksichtigt, für welche diese Bedenken wegfielen und die Genauigkeit der Bestimmung in Breite und Länge im allgemeinen auf 1 bis 2 Äquatorgrad zu schätzen war.

Es mag hier eingeschaltet werden, daß im Hinblick auf eine immer mehr zu erzielende Zuverlässigkeit der Epizentrumslokalisierungen und auf die auch bei gut beobachteten Beben nicht immer zu erreichende Eindeutigkeit der Bestimmung solche Lokalisierungsarbeit zweckmäßig unabhängig von verschiedener Seite ausgeführt wird. Von diesem Gesichtspunkt aus kann es daher nur sehr begrüßt werden, wenn eine derartige Arbeit schon seit längerem auch vom Dominion Observatory Ottawa in Kanada geleistet wird und seit kurzem desgleichen von der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena in Angriff genommen ist.

Für die letzte Zeit von 1925 bis Anfang Juli 1928 konnte ich einige verlässliche Angaben bereits den von der Züricher Erdbebenwarte herausgegebenen vorläufigen Sammelberichten entnehmen; und endlich gaben bezüglich etwaiger Beben im südöstlichen Pazifik westlich von Südamerika und in der Antarktis besonders die drei südamerikanischen Stationen La Paz, Sucre und La Plata vielfach erwünschte Auskunft. Auch hier mag aber wiederholt werden, was bereits an anderer Stelle gesagt worden ist, daß die wenigen guten seismischen Observatorien, welche bisher auf der Südhemisphäre vorhanden sind, nicht ausreichen, um zu einem einigermaßen vollständigen Bilde von der Seismizität dieser Hälfte unserer Erde zu verhelfen.

Bei den so ausgelesenen 67 Beben wurden in einigen Fällen aus verschiedenen hinreichend übereinstimmenden Einzelbestimmungen der epizentralen Koordinaten unter Abrundung auf ganze oder halbe Grade das Mittel gebildet. Eine Übersicht über alle 67 Beben, die 58 verschiedenen Epizentren angehören dürften, findet sich in einer Tabelle am Schluß der Arbeit, in welche außerdem noch zur Charakterisierung ihrer Stärke die in De Bilt oder Hamburg oder an einer sonst geeignet erscheinenden Station registrierten Maximalamplituden M mit den zugehörigen Wellenperioden T und dem abgerundeten Wert der Epizentraldistanz eingetragen sind. Die Nummern der Beben im Text und auf den dieser Arbeit beigelegten zwei Karten beziehen sich auf diese Tabelle.

a) Die hohen nördlichen Breiten. Bemerkenswert wegen ihrer Lage in einem seismisch noch wenig oder gar nicht bekannten Gebiet sind die Epizentren einiger Beben in Nordostsibirien. Zwar ist die Lage der Beben

Nr. 1 auf der Tschuktschen Halbinsel, Nr. 2 nördlich vom Ochotskischen Meere und Nr. 3 nördlich von Jakutsk im einzelnen nicht ganz sicher, doch sind sie gewiß als Zeugen dafür zu werten, daß auch dieser nordöstliche Teil von Sibirien nicht, wie bisher vermutet worden war, als stabil zu gelten hat. Beben Nr. 1 rief in Hamburg bei einer Epizentraldistanz Δ von etwa 6500 km immerhin noch Maximalamplituden M von 21 bis 32 μ hervor. Beben Nr. 2, welches von dem Kolimski-Gebirge ausgegangen sein dürfte, war schwächer, liegt aber in der Nachbarschaft eines auf der Siebergischen Karte³⁶⁾ am Nordrande des Ochotskischen Meeres verzeichneten Großbebenherdes und weist damit zugleich auf dieses Meer selber hin, aus dessen Mitte nunmehr auch ein allerdings nur sehr schwaches, aber seiner Lage nach gut gesichertes Beben (Nr. 6) bekannt ist. Damit nähern wir uns aber dem entschieden seismischen Bezirk der Insel Sachalin, aus welchem das zerstörende Beben Nr. 7 stammt (Hamburg: $\Delta = 7800$ km, $M = 96$ bis 216 μ), und welcher weiter nach Hokkaido führt, um hier auf die bekannte erdbebenreiche Zone zu stoßen, die sich von Kamtschatka her über die Kurilen nach Nippon und südwärts bis nach den Philippinen usw. erstreckt. In der Tat wird sowohl Sachalin als auch das Ochotskische Meer an seiner nördlichen und östlichen Umrandung nach der Darstellung von W. A. Obrutschew²⁶⁾ außer von mesozoischen auch von wesentlich tertiären Bruchlinien begrenzt, wie ferner Sachalin und der Westen Kamtschatkas auch von tertiären Falten durchzogen wird. Ebenso wurde die Tschuktschen Halbinsel mit dem sie erfüllenden Anadyrski-Gebirge im Tertiär von starken Faltungen und Bruchbildungen ergriffen.

Nördlich vom Ochotskischen Meere leitet nun andererseits das Kolimski-Gebirge mit dem Beben Nr. 2 nordwestwärts unmittelbar über in das Werchojanische Gebirge mit dem freilich auch nur unbedeutenden Beben Nr. 3. Wir befinden uns hier aber in einer sehr gestörten Gegend, wie die erst neuerdings (1926) von S. Obrutschew²⁵⁾ gemachten Entdeckungen dartun. Diese brachten den Nachweis, daß der eben genannte östlich der Lenamündung anhebende und bis in die Tschuktschen Halbinsel verfolgbare Gebirgszug auf seiner konkaven nördlichen Seite von einem zweiten noch höheren, bis zu 3000 bis 3300 m ansteigenden Gebirgsbogen alpinen Charakters von etwa 1000 km Länge und 300 km Breite begleitet wird, dem Cherski-Gebirge, welches in mehreren, 10 bis 350 m hoch gelegenen Erosionsterrassen an der Indigirka auch den Beweis neuzeitlicher horstförmiger Hebungen trägt. Wir werden in diesem ganzen Gebiet häufiger mit Beben, wenn auch wohl mit keinen wirklichen Großbeben zu rechnen haben, so wie wir es bereits genauer bezüglich der angrenzenden Region der Nordenskiöld-See im Einklang mit dem geologischen Befund, daß sich hier gegenwärtig nur epirogenetische Vorgänge abspielen, haben nachweisen können⁴¹⁾. Erst am 3. Februar 1928 fand wieder ein mäßiges Beben (Nr. 5) bei den Neusibirischen Inseln statt, dem indessen am 14. und 15. November 1927 drei Beben (Nr. 4a, b, c) nahe dem Mündungsgebiet der Lena voraufgegangen waren, von denen das eine doch sehr erhebliche Stärke

hatte, indem es z. B. in Hamburg bei $\Delta = 5100$ km noch Amplituden bis zu rund 400μ bewirkte und auch noch in La Paz und Sucre (Bolivien, $\Delta = 14\,000$ bis $15\,000$ km) deutlich registriert wurde, so daß es den ganz großen Beben nicht mehr so fern stand.

Sehen wir bei unserem Überblick der höheren nördlichen Breiten von der von uns schon genauer untersuchten und bereits in der Einleitung herangezogenen seismisch sehr bewegten Region des Europäischen Nordmeeres mit dem anstoßenden Teile des Arktik⁴⁰⁾ ab, so ist jedoch noch besonders auf ein Beben mäßiger Stärke hinzuweisen, das am 16. November 1920 in einer bisher als völlig stabil geltenden Gegend des arktischen Amerika, nämlich vor der Westküste von Banksland in rund 72° N, 127° W stattfand. Nicht unerwähnt sei aber wegen seiner polnahen Lage in abgerundet 86° N, 95° E auch ein Beben am 13. April 1912*). Über die Entstehung dieser beiden letzten Beben kann bei unserer unzulänglichen Kenntnis des Aufbaues der betreffenden Erdgegenden noch nichts gesagt werden. Doch mag nicht unbetont bleiben, daß gerade auch diese beiden Vorkommnisse zeigen, wie schon unser Wissen von der geographischen Verbreitung der Erdbeben noch nicht als vollständig anzusehen ist.

b) Die hohen südlichen Breiten. Dasselbe lehrt der Umstand, daß wir erst aus der Zeit nach 1924 einige Beben kennen, welche der Antarktis, und zwar dem Bezirk der Westantarktis südlich vom Kap Horn, angehören. Wir verdanken diese Kenntnis den seismometrischen Beobachtungen der schon genannten südamerikanischen Stationen La Paz, Sucre und La Plata, die auf vier Epizentren im südlichen Teile der Drake-Straße schließen lassen, von denen freilich in den vorliegenden Fällen keine bedeutenden Beben ausgestrahlt sind (in La Paz und Sucre bei $\Delta = 4800$ bis 5400 km $M \leq 8 \mu$). Zwei (Nr. 11 und 12) liegen westlich vor der westantarktischen Küste, in 64 bis 65° S und 71 bis 77° W, und zwei (Nr. 9 und 10) im Gebiet der Südshetland-Inseln, in 62 bis 63° S und 57 bis 64° W, d. h. im Zuge des Südantillenbogens, der ja als ein Strukturelement pazifischer Bauart von der Westantarktis her weit nach Osten in den Atlantischen Ozean vorstößt und über die Südorkney-Inseln, die Südsandwich-Gruppe und Südgeorgien nach Feuerland führt. Wie an anderer Stelle gezeigt⁴²⁾, weist dieser Bogen jedenfalls auch bei den Südsandwich-Inseln und der ihnen vorgelagerten, von der Meteor-Expedition entdeckten Südsandwich-Tiefe eine beachtenswerte Seismizität auf, so daß sich nunmehr in der Tat das von seiner Seismizität zu machende Bild in der erwarteten Weise weiter abrundet. Auch die beiden zuerst genannten Epizentren dürften noch ganz in die geotektonische Einflußsphäre dieses so bedeutsamen Charakterzuges im Antlitz der Südhalbkugel

*) Es ließ trotz seiner geringen Intensität (Hamburg: $\Delta = 4100$ km, $M = 2\frac{1}{2} \mu$) nach den auf mehreren europäischen Stationen beobachteten P-Zeiten eine genauere Lokalisierung mit einem mittleren Fehler von ± 100 km in der Breite und ± 50 km in der Länge zu. Die sehr hohe nördliche Lage des Epizentrums wird in diesem Falle auch durch die in Pulkowo allein mittels Azimut und Entfernung vorgenommene und auf $79,5^\circ$ N, 100° E führende Bestimmung bestätigt, wenn derselben auch bei der Kleinheit der Ausschläge nur der Wert einer ersten Annäherung zuzuschreiben ist [⁴⁰⁾ 2. Arbeit].

fallen, der gerade auch in seinem antarktischen Anteil, in der Bransfield-Straße und dem Südshetland-Archipel, deutliche Anzeichen geologisch neuzeitlicher, nämlich tertiär-quartärer endogendynamischer Vorgänge aufweist (Einbruch der Bransfield-Straße und vulkanische Tätigkeit auf der Bridgman- und Deception-Insel). In 65° S und 72° W wurde nach Rudolph auch eine submarine Eruption beobachtet. Sonst sind uns zuverlässig bestimmte Epizentren in der Antarktis südlich von 60° S bisher nicht bekannt geworden. Rudolph weiß nach Schiffsnachrichten nur noch über zwei submarine Beben bei Staten-Insel bzw. 150 bis 200 km südlich von Kap Horn und über ein Beben in rund 55° S und $128\frac{1}{2}^{\circ}$ W, d. h. halbwegs zwischen Kap Horn und der Macquarie-Insel, zu berichten.

Doch konnte erst neuerdings auch nur wenig nördlicher als 60° S zwischen Südviktoria-Land und Neuseeland ein Großbebenherd festgestellt werden, indem sich für das schwere Beben vom 26. Juni 1924 (Nr. 16; Hamburg: $\Delta = 18000$ km, $M = 140$ bis 530μ) die epizentralen Koordinaten recht sicher zu rund 57° S und 159° E ergaben. Dieser nach unseren jetzigen Kenntnissen am weitesten südlich gelegene Großbebenherd erfordert aber auch deswegen besondere Beachtung, weil er einerseits in der Streichungsrichtung von Neuseeland und der nahe dem Ostkap der Nordinsel anhebenden, seismisch so tätigen Kermadec- und Tonga-Rinne liegt und weil er andererseits doch auch nur rund 10 Breitengrade von der Ostantarktis entfernt ist, die hier im Südviktoria-Land wahrscheinlich erst in Verbindung mit einem jüngeren, noch tätigen Vulkanismus (Erebus, Terror usw.) auch tiefgreifende Bruchbildung erfahren hat, der wohl das Ross-Meer seine Entstehung verdankt²⁴). Es ist zu vermuten, daß auch diese ganze Region nicht frei von Erdbeben ist; doch kann uns erst die Zukunft über den Charakter ihrer Seismizität unterrichten. Von vornherein wird aber im Auge zu behalten sein, daß dieses Gebiet wie auch das im Süden des Indischen Ozeans gelegene Kaiser-Wilhelm-II.-Land mit dem Gaußberg jedenfalls in vulkanischer Beziehung von atlantischem Typus ist. Es ist daher fraglich, ob zwischen dem Großbebenherd südlich der Macquarie-Insel und der Antarktis seismisch eine Verbindung besteht; gewiß aber führt eine solche nach Neuseeland hinüber und damit auch weiter in die markante nordnordostwärts verlaufende Tiefseefurche. Drei submarine Beben (Nr. 13, 14, 15) südwestlich von Neuseeland in 48 bis 49° S und 159 bis 166° E, von denen eines (Nr. 15 am 24. Juli 1924, d. h. nur vier Wochen später als Beben Nr. 16 südlich der Macquarie-Insel) wieder ausgesprochen Großbebencharakter hatte (Hamburg: $\Delta = 17800$ km, $M = 50$ bis 115μ), und häufige bedeutende Beben in der Zone der neuseeländischen Ostküste stellen eine solche Verbindung her. Schon Rudolph konnte übrigens auf seiner Karte von 1887 auch ein submarines Beben südlich von Neuseeland in rund 51° S und 171° E verzeichnen.

c) Der Pazifische Ozean unter Ausschluß seiner Randgebiete. Schließen wir nun zunächst die durchweg mit Tiefseerinnen besetzten und seismisch auch schon recht gut bekannten Randgebiete des Pazifik von der Betrachtung aus, so finden wir in dem weiten übrigen, von Tiefseerinnen ganz

freien und auch inselarmen Gebiet dieses Ozeans mit Ausnahme seines südöstlichen Teiles zwischen der Osterinsel und der südamerikanischen Tiefseefurche auf Grund seismometrischer Registrierungen kein Epizentrum. Es wird damit die bisherige Erfahrung bestätigt, daß man es hier mit einem weiten aiseismischen Felde, und zwar dem größten der Erde, zu tun hat. Freilich ist selbst auf dieser Fläche keine absolute Erdbebenruhe vorhanden: doch liegen auch



Tiefen: 0 bis 2000m, 2000 bis 4000m, 4000 bis 6000m, über 6000m.

Fig. 1. Karte der seismischen Verhältnisse des südöstlichen Pazifik unter Ausschluss der Zone der südamerikanischen Tiefseerinnen auf Grund der instrumentellen Beobachtungen seit 1913.

Äquatorialmaßstab 1 : 110 Millionen.

Schiffsnachrichten über hier wahrgenommene Seebeben nach dem Rudolphschen Material nur ganz vereinzelt vor. Auch die Gruppe der Hawaii-Inseln stellt kein besonders reges seismisches Gebiet dar, wenn auch z. B. das auf der Insel Hawaii aufgetretene heftige Beben vom 21. September 1908, dessen Epizentrum vermutlich eine benachbarte submarine Lage hatte, noch in Hamburg deutlich registriert wurde (Δ = rund 12000 km, M = 6 bis 22 μ). Den übrigen hier natürlich häufig auftretenden, aber örtlich begrenzten rein vulkanischen Beben kommt in diesem Zusammenhang nur sekundäre Bedeutung zu.

Eine sehr lebhafte seismische Tätigkeit entfaltet indessen im offenen Pazifik der Teil seines Meeresbodens, der sich von der Osterinsel und den Galapagosinseln bis an die Zone der Tiefseerinnen vor der südamerikanischen Küste ausbreitet, ohne daß er aber, soweit bis jetzt bekannt ist, ein besonders bewegtes Relief aufwiese (siehe die nebenstehende Karte, Fig. 1). In diesem Gebiet werden nicht nur immer wieder Seebeben unmittelbar wahrgenommen³²⁾, sondern es können hier bis jetzt — in erster Linie nach den Angaben von La Paz, Sucre und La Plata aus den Jahren 1925 bis 1927 und hinreichend übereinstimmend mit dem Auftreten der Seebeben — in angenäherter Lage auch 21 mikroseismisch bestimmte Epizentren angegeben werden, von denen teilweise auch starke Beben ihren Ausgang genommen haben. Letzteres gilt z. B. von den Epizentren südlich der Osterinsel (Nr. 33 und 34; Hamburg: Δ = rund 15000 km, M bis zu 76 und 51 μ) und zwischen dieser Insel und den Juan Fernandez-Inseln (Nr. 31; De Bilt: Δ rund 13000 km, M bis zu 49 μ). Eine hohe seismische Regsamkeit weist ferner besonders das in der Breite von Callao und Iquique noch außerhalb der Tiefseerinnen gelegene Zehngradfeld zwischen 12° und 22° S und 79° und 84° W auf, in welchem in den letztvergangenen drei Jahren allein wohl acht Epizentren nachzuweisen sind. Recht beachtenswert war auch ein Beben in dem Meeresteil zwischen den Galapagos-Inseln und Panama (Nr. 18 in rund 4½° N, 83° W) und desgleichen noch ein anderes Beben, welches sein Epizentrum im Chonos-Archipel südlich der Insel Chiloé gehabt haben dürfte und damit allerdings schon der Kontinentaltafel angehört (Nr. 37 in rund 44½° S und 74° W). Nimmt man nun hierzu die vielen ganz schweren Beben in der andinen Zone einschließlich der den Gebirgswall begleitenden Tiefseefurche, so tritt hervor, daß hier ein großes und wohl im wesentlichen zusammenhängendes habituelles Schüttergebiet längs fast der ganzen südamerikanischen Küste noch weit in den Ozean reicht und auch in seinen ganz küstenfernen Bezirken noch seismisch recht reg ist.

d) Der Indik. (Siehe die umstehende Karte, Fig. 2). Nächst den soeben behandelten Teilen des Großen Ozeans muß nun auch der größte Teil des Indischen Ozeans als noch wenig seismisch bekannt gelten. Nur die Tiefseefurche an seinem nordöstlichen Rande, nämlich die vor Java und Sumatra bzw. vor den Sumatra begleitenden Mentawai-Inseln gelagerte Sundarinne, welche vielleicht sogar als Doppelrinne aufzufassen ist, konnte wieder — schon zufolge ihrer Randständigkeit — ihren seismischen Charakter nicht lange verborgen halten und wurde sehr bald als eine ebenfalls an Großbebenherden besonders reiche Zone erkannt. Nach den Feststellungen von S. W. Visser^{45) 46)} nimmt die große Mehrzahl der Erdbeben, welche an der dem Indik zugewandten Küste der beiden genannten Sunda-Inseln auftreten, ihren Ausgang von dem Abfall zu dieser Tiefseerinne sowie von deren eigentlichen Bereich selbst. Diese submarine Zone [siehe auch³⁶⁾] läßt sich aber im Zuge des mediterranen Gürtels über die Mentawai-Inseln und das Nordwestende von Sumatra hinaus noch deutlich über die Nikobaren und Andamanen bis nach

Unterbirma und in den Golf von Bengalen hinein verfolgen, wenn auch während der letzten Zeit nur weniger bedeutende Beben in diesem Gebiet stattgefunden haben (Nr. 38 bis 42). Auch der schmale Sockel, der den Inselzug der Nikobaren und Andamanen trägt, stürzt auf weiten Strecken noch recht unvermittelt

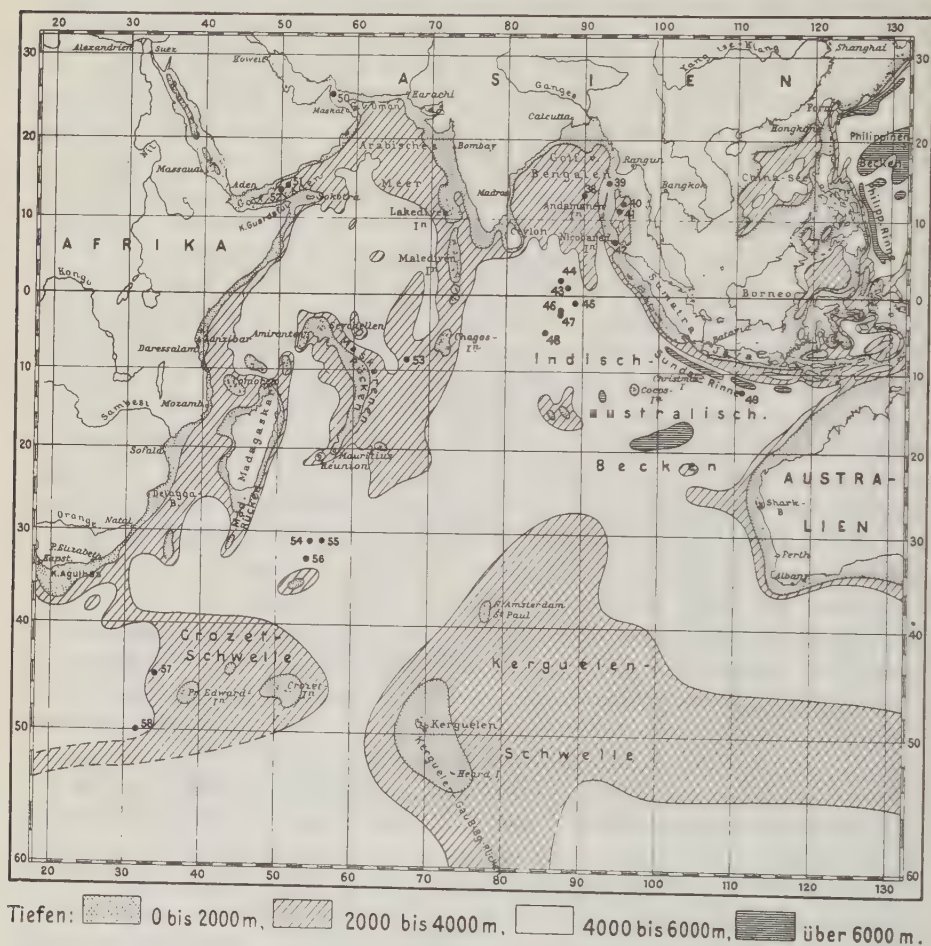


Fig. 2. Karte der seismischen Verhältnisse des Indik unter Ausschluss der Zone der Sunda Rinne auf Grund der instrumentellen Beobachtungen seit 1913. Äquatorialmaßstab 1 : 110 Millionen.

bis zu Tiefen von über 3000 m, ja zum Teil von über 4000 und 5000 m ab. In den seismischen Bezirk der Sundarinne dürfte aber auch noch das schwere Beben Nr. 49 (Hamburg: $\Delta = 11900$ km, $M = 95$ bis 750μ) in rund $12\frac{1}{2}^\circ$ S und 111° E einzubeziehen sein, wenn sein Epizentrum auch bei 400 km Abstand von der Südküste Javas schon durchaus dem gleichförmiger gestalteten Tief-

seeboden jenseits der Rinne angehört. Es wurde auch auf Java, Madeira, Bali und Lombok sowie in Kroë und Bengkoelen auf Sumatra gefühlt.

Über die Kokos-Inseln gelangen wir sodann, wenn wir uns weiterhin wieder parallel der Küste von Sumatra nordwestlich halten, zu einem auf ungefähr halbem Wege zwischen den Kokos-Inseln und Ceylon wie zwischen den Tschagos-Inseln und Sumatra im freien Meer gelegenen auffallend regen Stoßgebiet in etwa 2° N bis 5° S und 85° E bis 89° E, das bereits durch die Rudolphschen Seebeben Daten angedeutet wird und auch eine submarine Eruption aufweist, von dem wir aber erst neuerdings wissen, daß auch Großbeben von ihm ausstrahlen, wie z. B. Nr. 43 und besonders Nr. 45 b (Hamburg: $\Delta = 9100$ bis 9300 km, $M = 60$ bis 110μ bzw. 170 bis 560μ). Mit einiger Sicherheit dürften aus diesem kleinen Bezirk bisher 6 Epizentren mikroseismisch nachweisbar sein (Nr. 43 bis 48); ein Großbebenherd findet sich überdies auch schon auf der Siebergischen Karte³⁶⁾ verzeichnet. Soweit bisher bekannt, bietet indessen das Relief des Tiefseebodens hier keine Besonderheiten dar. Das gleiche gilt von dem anderen küstenfernen Gebiet stärkerer Häufung von Epizentren, welches sich südöstlich von Madagaskar in etwa 31° S bis 33° S und 54° E bis 56° E zu befinden scheint (Beben Nr. 54, 55 und 56 a bis e). Vielleicht handelt es sich in diesem Falle nur um eine einzige Herdregion; denn die Beben Nr. 56 a bis d, welche in einem halben Jahr (April bis Oktober 1925) aufeinander folgten, und Beben Nr. 56 e, das ein Jahr später (September 1926) eintrat, entstammen wohl jedenfalls, nach der Konstanz der Differenzen ihrer *P*-Zeiten zu urteilen, praktisch einem Herde. Beben Nr. 54 und Nr. 56 e heben sich auch durch ihre Stärke mehr heraus, indem von ihnen in De Bilt bzw. Hamburg bei gut $10\,000$ km Epizentraldistanz Maximalamplituden von 87μ und 61μ registriert wurden.

Im übrigen sind in Übereinstimmung mit dem Befund von Rudolph auf dem Boden des Indischen Ozeans nur ganz vereinzelt Epizentren feststellbar gewesen, von denen nach unserem Material auch nur weniger starke Beben ausstrahlten und unter denen eines (Nr. 50) im inneren Teil des Golfs von Oman (vielleicht aber auch noch in Südpersien) und zwei (Nr. 51 und 52) im Eingang zum Golf von Aden (zwischen der aseismischen arabischen und der aseismischen somalischen Scholle) ganz randständig sind. Das Stoßgebiet, dem die beiden zuletzt angeführten Beben angehören, erstreckt sich aber jedenfalls ostwärts bis über Sokotra hinaus, denn in 12.3° N und 57.9° E wurde ein Seebeben beobachtet, das sogar Großbebencharakter gehabt haben muß, da von ihm instrumentelle Aufzeichnungen bis zu $15\,000$ km Entfernung vorliegen [Beben vom 3. Oktober 1904; siehe³¹⁾ und Karte in³⁶⁾]. Im offenen Ozean fanden wir sodann noch ein Epizentrum (Nr. 53) westsüdwestlich der Tschagos-Inseln und zwei Epizentren (Nr. 57 und 58) südlich von Afrika und westlich der Prinz Edward-Inseln, die wohl beide dem die südatlantische Schwelle mit der Crozetschwelle verbindenden atlantisch-indischen Querrücken angehören. Über unmittelbar wahrgenommene Seebeben liegen ferner nur einige zerstreute

Beobachtungen vor aus dem Gebiet zwischen Natal und den Prinz Edward-Inseln und von da nordostwärts bis in den zentralen Indik hinein sowie aus dem südöstlichen Teil zwischen den Kerguelen und Westaustralien. Doch ist sehr zu beachten, daß von dem Meeresgebiet vor der australischen Westküste auch schwere Beben ausgehen, wie das Beben vom 19. November 1906 beweist, welches auf 1000 km Erstreckung an der Küste von Albany bis zur Sharks Bay und auf See in $21^{\circ} 27' S$, $104^{\circ} 50' E$, d. i. in rund 900 km Küstenabstand, gefühlt sowie überall auf der Erde registriert wurde^{35) 36)}.

Südlich von $50^{\circ} S$ konnte im Indischen Ozean bisher noch kein Beben nachgewiesen werden. Doch ist zu vermuten, daß wenigstens der von E. v. Drygalski⁶⁾ aufgezeigte, größtenteils submarin verlaufende Rücken, welcher die Kerguelenschwelle über die Mac Donald-Inseln und das Heard-Eiland mit der Region des Gaußberges in der Antarktis verbindet, seismisch nicht völlig ruhig ist. Dieser Kerguelen-Gaußberg Rücken weist tertiäre und auch postglaziale Eruptionen auf, welche wie diejenigen vom Gaußberg selbst dem atlantischen Typus angehören, und kann so mit Drygalski als eine junge Störungszone in einem hier zum größten Teil versunkenen alten Schollenlande angesprochen werden. Die atlantische Struktur dieses Gebiets macht allerdings das Auftreten wirklicher Großbeben sehr unwahrscheinlich.

3. Vergleichende Betrachtung der drei Ozeane. Vergleichen wir nun die drei großen Ozeane vom seismischen Standpunkt miteinander, so zeigt sich, daß ein jeder von ihnen ein besonderes Bild darbietet.

Im Pazifischen Ozean ist die Seismizität ganz wesentlich auf die Randgebiete beschränkt, erreicht hier aber in den Regionen der Tiefseerinnen, nämlich in der Tonga- und Kermadecrinne, in Melanesien, in den west- und nordpazifischen Rinnen, vor Mexiko und vor dem andinen Gebirgswall in Südamerika auch ihren höchsten Grad, wobei sich jedoch, wie wir sahen, die seismische Zone zwischen Samoa und Neuseeland mit nicht minderer Lebhaftigkeit noch über den neuseeländischen Bezirk hinweg nach der Macquarie-Insel zu bis fast $60^{\circ} S$ verfolgen läßt, ohne daß hier Rinnenbildung vorhanden wäre.

Nur der langgestreckten Zone der südamerikanischen Tiefseerinnen ist noch weit in den offenen Ozean hinaus bis jenseits der Osterinsel eine ausgedehnte und im ganzen wohl zusammenhängende Fläche recht beachtenswerter seismischer Aktivität vorgelagert. Sie wird bei recht gleichförmigem Relief größtenteils von dem außerhalb der Tiefseerinnen nicht über 5000 m tiefen peruanisch-chilenischen Becken und von der im allgemeinen bis zu 4000 bis 3000 m unter dem Meeresspiegel heraufreichenden Oster- und Galapagoschwelle ausgemacht. Die weiten übrigen, zentral gelegenen, durchweg über 4000 und 5000 m tief eingesenkten Teile des pazifischen Meeresbodens sind dagegen, mit Ausnahme des wohl als mäßig seismisch bewegt zu charakterisierenden Bezirks des Hawaii-Archipels, als wesentlich aseismisch hinzustellen.

Hierzu gerade entgegengesetzte Verhältnisse zeigt nun der Atlantische Ozean, wenn wir von den ihm zwar geographisch, nicht aber geotektonisch

zuzurechnenden beiden Mittelmeeren, dem Amerikanischen und dem Europäischen, und den diesen noch zugehörigen ozeanischen Außenbezirken absehen. Seismisch betont ist hier die zentral gelegene atlantische Schwelle mit rund 2000 bis 4000 m Tiefe und zwar namentlich ihr nördlicher Teil vom Reykjanesrücken südwestlich von Island bis nach der Insel Ascension, während die zu beiden Seiten gelegenen Meeresbecken mit ausgedehnten Tiefen von über 5000 m samt ihren in die europäische und afrikanische bzw. in die nord- und südamerikanische Kontinentaltafel übergehenden Randpartien und anscheinend auch die im Südatlantik nach den Kontinenten zu verlaufenden Querriegel, insbesondere der Rio-Granderücken, der Walfischrücken und die Guineaschwelle, als praktisch erdbebenfrei zu gelten haben⁴²⁾.

Vom Gesichtspunkt der geographischen Verbreitung der Erdbeben aus zeigt dann auch noch die Region des Europäischen Nordmeeres insofern atlantischen Charakter, als auch hier das skandinavische Randgebiet und das der Barents-See einerseits sowie das grönländische andererseits aseismisch oder nur wenig seismisch bewegt ist und die Haupterdbebentätigkeit von Island bis in den Arktik hinein ganz der zentralen Zone angehört. Doch wie die Seismizität dieser Zone dem Grade nach die der atlantischen Schwelle erheblich übertrifft und derjenigen der zirkumpazifischen und mediterranen nahe kommt, so handelt es sich im Europäischen Nordmeer auch um junge, erst im Spättertiär einsetzende Einbrüche, die zu Tiefen von über 3000 m und an einer Stelle bis zu nahezu 5000 m (4846 m) geführt haben. Und obschon geomorphologisch in dem sich von Island nordnordostwärts erstreckenden Jan-Mayenrücken ein gewisses Gegenstück zu dem sich von Island südwestwärts erstreckenden Reykjanesrücken erblickt werden kann, so fehlt aber doch im übrigen durchaus ein dem mittelatlantischen Rücken analoges Gebilde. Das Europäische Nordmeer stellt gegenüber dem eigentlichen Atlantik eine geotektonische Einheit für sich dar, die von diesem auch scharf durch die submarine Schwelle abgetrennt ist, welche sich bei nicht über 600 m Tiefe von Schottland über die Färöer und Island nach Grönland verfolgen läßt. Nach Norden zu führt das Europäische Nordmeer auch seismisch gesehen in die arktische Tiefsee über, wenn auch wieder zwischen Spitzbergen und Grönland vermutlich eine schmale unterseeische Erhebungszone vorhanden ist. Bezüglich des seismischen Verhaltens des Arktik wissen wir bisher, außer von einigen beachtenswerten Beben in seinem Randgebiet zwischen Grönland und Franz-Joseph-Land, nur noch von jenem einen früher erwähnten (S. 326) schwachen polnahen Beben.

Die noch im hohen Süden des Atlantik im Bereich des Südantillenbogens abgesondert gelegene seismische Zone trägt in ihrer engen Beziehung zu diesem Strukturelement wie dieses selbst pazifischen Charakter, und ist daher wie die Bezirke des Europäischen und des Amerikanischen Mittelmeeres aus der eigentlichen atlantischen Sphäre ganz auszuschneiden.

Der Indik nimmt nun wie nach dem Bau seiner Küsten so auch hinsichtlich der seismischen Verhältnisse seiner randlichen Gebiete eine Mittel-

stellung zwischen den beiden anderen Ozeanen ein. Atlantisch ist die nur selten und stellenweise unterbrochene seismische Ruhe seiner westlichen und nördlichen Randpartien zwischen Afrika und Vorderindien und östlich von Vorderindien, pazifisch dagegen die hohe Seismizität seines nordöstlichen Randteiles im Zuge der Sunda-Rinne und weiter nordwärts der Nikobaren und Andamanen. Im übrigen trägt der Indik eigenen Charakter, denn er weist auch einzelne nicht randständige Schüttergebiete auf, von denen das zwischen Sumatra und den Tschagos-Inseln und das südöstlich von Madagaskar gelegene, wie wir sahen, besonders rege sind, ohne daß sie nach unseren bisherigen Kenntnissen der Tiefenverhältnisse bei Tiefen von über 4000 m morphologisch eigentümlich gekennzeichneten Bezirken des Meeresbodens angehören. Der eigentlich zentrale Teil zwischen den Kokos- und Tschagos-Inseln im Norden und den Kerguelen im Süden scheint sich dagegen analog den Verhältnissen im Pazifik seismisch recht ruhig zu verhalten.

4. Beziehungen zur Seismizität der Kontinente. Sial und Sima. Werfen wir weiter einen Blick auf die Kontinente, so zeigt sich, daß die aneinander grenzenden kontinentalen und ozeanischen Gebiete seismisch überall ein übereinstimmendes Bild aufweisen. Die seismisch so überaus aktive zirkumpazifische Zone gehört in gleicher Weise den betreffenden Kontinentalrändern wie dem Rande des pazifischen Tiefseebodens an, und das gleiche gilt von der mediterranen Zone, wo sie, wie in der Region des Europäischen Mittelmeeres und des nordöstlichen Indik, mit Tiefsee in Berührung kommt. Auch die seismische Zone der Großen und Kleinen Antillen im Atlantischen Ozean beleuchtet diesen Zusammenhang gut. Und umgekehrt sind den seismisch nur wenig tätigen oder gar aseismischen randlich gelegenen Teilen des Atlantik wie des Indik sich seismisch entsprechend verhaltende kontinentale Gebiete angelagert. Grönland, der kanadische Schild, die atlantische Seite von Nord- und Südamerika, Westeuropa, die Tafel der Sahara, Südwestafrika, Mozambique und Madagaskar, Somaliland und Arabien, Vorderindien und Westaustralien lehren dies sehr eindringlich. Auch die Antarktis bezeugt eine solche Übereinstimmung zwischen Land und Meeresgrund in beiderlei Hinsicht. Dies spricht sehr für die Notwendigkeit, Kontinentaltafel und Ozeanboden unter einem einheitlichen geodynamischen Gesichtspunkt zu betrachten, nicht aber für eine grundsätzliche Verschiedenheit in der Anlage dieser beiden Hauptelemente des Erdantlitzes im Sinne der Gegenüberstellung einer Sial- und Simaschicht. Hält man das Sima im Sinne der Vorstellung, daß die sialischen Kontinentalschollen in ihm schwimmend eine horizontale Beweglichkeit mit der Möglichkeit einer fortschreitenden Lagenänderung bis zu etwa 20 m jährlich besitzen, für besonders nachgiebig, so sollte man doch dort, wo Tiefseeboden unmittelbar an seismisch lebhaft tätige kontinentale Randzonen stößt, auf dem Tiefseeboden selber ein starkes Nachlassen der seismischen Aktivität bemerken und auf landfermem Tiefseeboden irgendwelche Seismizität überhaupt nicht mehr beobachten, was aber beides, wie eingehender gezeigt worden ist,

tatsächlich nicht zutrifft. Ist aber das sogenannte Sima des Ozeangrundes als weniger nachgiebig, mithin als starrer als das Sial anzusprechen, wozu besonders bei dem Pazifik durchaus unsere hinlänglich genauen Kenntnisse über seine Dichte in Verbindung mit den betreffenden Geschwindigkeitswerten für die Erdbebenwellen nötigen, so liegt kein Zwang vor, gerade durch die spezifisch simatische Natur der Tiefseeböden ihre teilweise weit ausgedehnte Aseismizität zu erklären. Eine ansehnlichere horizontale Beweglichkeit dürfte dann gar nicht mehr möglich sein, wie denn auch nach B. Wanach⁴⁷⁾ zum mindesten eine Verschiebung größeren Ausmaßes (von mehr als 1 m im Jahr) sehr unwahrscheinlich ist und das von ihm untersuchte bisher zur Verfügung stehende zuverlässige Beobachtungsmaterial mehrerer Jahre keine sichere Andeutung einer Kontinentalverschiebung enthält. Eine Verschiebung des Sials im Sima ist dann doch tatsächlich nur so weit möglich, als das Sial selber Deformationen zugänglich ist. Zudem aber finden wir ja auch auf allen Kontinenten große aseismische Flächen, wie überhaupt hinsichtlich der Seismizität ein tiefergehender Unterschied zwischen Ozeanen und Kontinenten nicht besteht. Wie schließlich noch besonders die seismischen Verhältnisse des offenen Atlantik für eine einheitliche (sialische) Beschaffenheit seines Untergrundes sprechen, wurde bereits an anderer Stelle ausgeführt⁴²⁾.

Auch B. Gutenberg⁷⁾ wird bei seinen seismisch-physikalischen Erwägungen über den Aufbau der Erdkruste dazu geführt, zunächst doch für den Atlantik, Indik und den Arktik eine 20 bis 30 km mächtige Sialunterlage anzunehmen, sodann aber auch für den Pazifik die Möglichkeit nicht auszuschließen, daß das simatische Material noch von einer, wenn auch nur sehr dünnen, vielleicht 5 km mächtigen sialischen Schicht überdeckt ist. Und S. Mohorovičić²¹⁾ nimmt an, daß unter dem Pazifik wenigstens die ganze untere kontinentale Schicht, von ihm als Sialma bezeichnet, bis 60 km Tiefe vorhanden ist, wo auch hier erst das eigentliche Substratum beginne, so daß also ebenfalls der Große Ozean noch auf der Lithosphäre liegt. R. A. Daly⁴⁾ hält dieses von Mohorovičić aus basischem Gabbro und Diorit zusammengesetzt gedachte Sialma, das unter den Kontinenten normalerweise erst in 40 km Tiefe angetroffen wird und eine Mächtigkeit von nur etwa 20 km hat, sogar noch analog dem eigentlichen Sial (mit α -Quarz) für granitisch und granodioritisch (mit β -Quarz), meint aber mit Gutenberg, daß diese Schicht nicht auch den Untergrund des Großen Ozeans ausmache. So ist denn freilich von dieser Seite her noch keineswegs völlige Klarheit gewonnen, wie eben die teilweise erheblich auseinandergehenden Ansichten der drei letzten Autoren und auch die abweichenden Resultate von H. Jeffreys^{13) 14)} zeigen, nach welchem die Mächtigkeit der gesamten kontinentalen Schicht bis zum vermutlich basaltischen Substratum nur 30 bis 40 km (nach Gutenberg und Mohorovičić 50 bis 60 km) beträgt. Es darf aber doch auch vor allem nicht übersehen werden, daß, wie W. Penck²⁹⁾ mit Nachdruck hervorhob, sich auch der Untergrund mancher vulkanischer Inseln des offenen Ozeans als von sialischer Beschaffenheit erweist.

Gewiß sind nach unmittelbaren Beobachtungen und nach den bekannten Untersuchungen über die Fortpflanzung der Erdbebenwellen für die obersten Schichten des pazifischen Tiefseebodens im ganzen für die Dichte, Starrheit und Inkompressibilität merklich höhere Werte gefunden worden als für die oberen kontinentalen Schichten, so daß wir hier vielfach in großer Ausbreitung basische Gesteine werden anzunehmen haben; doch braucht damit auch für den Pazifik nicht notwendig auf einen grundlegenden Gegensatz zur Anlage der Kontinente geschlossen zu werden. Das Vorhandensein weiter Bezirke freien Tiefseebodens mit lebhafter Seismizität neben ausgedehnten seismisch ruhigen Flächen spricht für Einsenkung mit und ohne Bruch, mit der dann auch namentlich in früheren Zeiten ergiebige Eruptionen basischen Materials aus dem die suboceanische Kruste unterlagernden Substratum verbunden gewesen sein mögen.

Übrigens weisen selbst nach A. Wegener⁴⁶⁾ weniger tiefe Teile des Pazifikbodens, so die Bezirke vieler Inselgruppen mit breitem Unterbau und vor allem sein ganzer südöstlicher Teil, Sialbedeckung auf; denn im Atlantik soll ja die reine Simafläche auch nur auf Tiefen von rund 5000 m und mehr beschränkt sein. Unter Beibehaltung dieser Tiefenlage erscheint dann aber doch das Sima selbst im Pazifik räumlich recht beschränkt und ganz uneinheitlich im Auftreten, wie schon ein Blick auf die Grollische Tiefenkarte lehrt. Dann ist kein ausgedehnterer Teil dieses Ozeans von kleinen oder großen Sialmassen frei. Gewiß aber werden uns die Echolotungen hier noch einmal ein viel bewegteres Relief enthüllen, als dasjenige ist, welches man bisher auf Grund der spärlichen Drahtlotungen annehmen kann. Entfällt doch bisher nach H. Renqvist³⁰⁾ im Pazifischen Ozean durchschnittlich je eine Lotung für Tiefen zwischen 1000 und 4000 m auf 12600 qkm (Sachsen: 15000 qkm) sowie für Tiefen über 4000 m auf 48800 qkm (Schweiz: 41300 qkm). Und wie steht es insbesondere mit dem peruanisch-chilenischen Becken zwischen Südamerika und der Osterschwelle? Wie es mit seinen Tiefen zwischen 4000 und 5000 m aus der Tiefseefurche vor der Küste nach der Osterschwelle hinüberleitet, so stellt es auch seismisch die Verbindung her zwischen dem peruanisch-chilenischen Anteil der zirkumpazifischen Zone und der Osterschwelle; und wir vermögen hier nirgends die Unterscheidung zwischen zwei wesensverschiedenen Sphären des Erdmantels zu treffen.

Endlich ist auch der generelle Schluß, daß Kontinentaltafel und Tiefseeboden gerade als Repräsentanten der zwei am häufigsten vorkommenden Niveaus an der Erdoberfläche nur als Anteile zweier verschiedenartiger Schalen im Aufbau der Erde, eben der Sima- und Sialsphäre, aufzufassen sind, nicht zwingend. G. V. und A. V. Douglas⁵⁾ haben durch eine einfache mathematische Betrachtung dargetan, daß auch bei ursprünglichem Gegebensein von nur einem Ausgangsniveau, also bei einheitlicher stofflicher Beschaffenheit der Kontinentalschollen und Ozeanböden zwei Häufigkeitsmaxima in der Niveauverteilung vorhanden sein müssen, und daß die Schlußfolgerung, in diesem

Falle könne nur eine Frequenzkurve der Höhen und Tiefen mit einem einzigen Maximum erwartet werden, irrig sei. Die beiden wirklich vorhandenen Häufigkeitsmaxima sind in der Tat im Sinne von W. Soergel³⁷⁾ auch einfach als Ergebnis wesentlich vertikaler Verschiebungen zu erklären, indem dabei, generell gesehen, die allgemeine Kontur der Großformen (Kontinente und Ozeanbecken) sinusartigen Charakter hat. Und eine regionale Differenzierung des doch gewiß nicht vernachlässigbaren Abkühlungsprozesses unserer Erde im Sinne einer stärkeren Auskühlung der Tiefseebecken, wie sie zuerst W. Trabert⁴³⁾, obschon rechnerisch nicht haltbar, näher in Betracht zog, ist im Prinzip wohl geeignet, wenn auch nicht als alleinige Ursache für die eigentliche Entstehung der Ozeane, so doch als Ursache für eine weitere Vertiefung derselben auf dem Wege einer allmählichen, stellen- und zeitweise mit Einbrüchen verbundenen Einsenkung zu gelten. Insbesondere auf der Annahme fußend, daß die Schichten des Tiefseebodens wegen ihres vielfach basischen Charakters durchweg einen geringeren Gehalt an radioaktiven Substanzen aufweisen dürften als die kontinentalen Schichten, hat hierbei dann H. Jeffreys¹²⁾ noch die weitergehende Vorstellung entwickelt, daß als eine Wirkung der nach ihm in 100 bis 200 km Tiefe unter den Ozeanen stärker vor sich gehenden Erdabkühlung gerade auch die größten Tiefen in den Ozeanbecken sich an deren Rändern bilden müssen, ganz entsprechend der so ausgesprochenen Randständigkeit der Tiefseefurchen. Gleichzeitig soll damit allerdings eine Aufwölbung der zentralen Partien verbunden sein. Doch wäre natürlich auch eine größere Starrheit der suboceanischen Gesteine zu erwarten [siehe auch ²³⁾]*).

5. Ozeanbecken und Tiefseerinnen. Eine Stütze findet der hier vertretene Standpunkt auf geologischer Seite neuerdings namentlich in den Ausführungen von K. Leuchs¹⁹⁾ über Tiefseegräben und Geosynklinalen, wenn denselben auch nicht in allem beigeprflichtet werden kann. Ohne etwa die schwierige Frage beantworten zu wollen, wann die Ozeanbecken entstanden sind, wird aber auch hier mit besonderem Nachdruck eine bis in die Gegenwart reichende Umbildung ihrer Formen durch vertikale Bewegungen angenommen. Insbesondere werden die Regionen der Tiefseerinnen als jugendliche Bruchzonen aufgefaßt, was am deutlichsten und zugleich in weitestem Ausmaße in dem breiten westpazifischen Randgebiet zutage tritt, wo die den

*) Eine erst nach Abschluß dieser Darstellung erschienene Arbeit von F. v. Wolff über „Das Temperatugesetz in der Erdkruste“ (Jahrb. d. Halleschen Verbandes f. d. Erforschung der mitteldeutschen Bodenschätze, 7. Bd., N. F., 16 S.), in der zum ersten Male genauere Anhaltspunkte über die Temperaturverteilung in der Erdrinde gewonnen werden, kommt u. a. zu dem wichtigen Schluß, daß eine langsame Abkühlung der Erde stattfindet, indem die Wärmeerzeugung durch den radioaktiven Zerfall zwar hemmend, aber nicht aufhebend wirke. Und die hiermit verbundene allmähliche Schrumpfung der Erde sei „die gemeinsame Hauptursache aller dynamischen Veränderungen der Erdkruste, wie der orogenetischen, epirogenetischen und vulkanischen Erscheinungen“.

Tiefseerinnen anliegenden Faltengebirge in stärkstem Maße zertrümmert erscheinen und in großen Teilen in die Tiefe gesunken sind. So dürften eben diese Rinnen ganz unabhängig von dem ursprünglichen Faltungsvorgang sein und echte Gräben darstellen, im Unterschied von den weniger tiefen Geosynklinalen, welche als Saumtiefen vor Faltenzonen liegen, von denen sie ihre Sedimente beziehen und denen sie die daraus in ihrem Schoße neu entstehenden Ketten wieder angliedern. Ähnlich charakterisierte denn auch schon A. Sieberg³⁶⁾ auf Grund seiner seismotektonischen Untersuchungen wenigstens die große Mehrzahl der Tiefseerinnen als gewaltige Verwerfungen und stellte sie in Gegensatz zu den auf den Kontinentaltafeln vielfach nachweisbaren verschütteten und fossilen Vortiefen.

Ich möchte diesen Anschauungen insofern beipflichten, als eben ein hoher Grad von Seismizität nachweislich als Ausdruck besonders intensiver Dislokationsvorgänge, und zwar in erster Linie von horizontalen und vertikalen Schollenverschiebungen längs Bruchlinien aufzufassen ist (womit freilich nicht ohne weiteres auch die eigentliche Ursache der Großbeben geklärt ist). Als Beispiele sei hier nur wieder auf die besonders gut untersuchten Erdbeben von San-Francisco am 18. April 1906 und von Tokio und Yokohama am 1. September 1923 hingewiesen, wo im ersten Falle an einem schmalen, über 450 km langen Bruchsystem, der sogenannten San-Andreas-Spalte, namentlich sehr beträchtliche horizontale Schollenverschiebungen (relativ gemessen von 3 bis mehr als 6 m), aber auch vertikale Verschiebungen von $\frac{1}{2}$ bis 1 m stattfanden, sowie im zweiten Falle ansehnliche Senkungen und Hebungen in der Sagami-Bucht, deren Maximalzahlen von 200 bis 400 m Senkung und 250 m Hebung allerdings sehr der Kritik offenstehen, festzustellen waren*). Ich glaube nicht, daß man solchen Vorgängen gerecht wird, wenn man sie nur, wie H. Stille³⁸⁾ es tun möchte, als Mikrovorgänge einer anorogenen Zeit beurteilt. Ich neige vielmehr dazu, wie ich es schon an anderer Stelle⁴²⁾ äußerte, hierin wie überhaupt in dem Erdbebenreichtum des zirkumpazifischen und des mediterranen Gürtels ein Kennzeichen dafür zu sehen, daß sich in diesen verhältnismäßig schmalen Zonen geologisch junger einschneidender Reliefumgestaltungen auch jetzt noch intensivere tektonische Vorgänge episodisch-orogenetischer Art abspielen.

Leuchs schließt aber in seinen Begriff der Tiefseeegräben im tektonischen Sinne auch noch die mehrfach vorhandenen nicht randständigen Wannen in der Tiefseetafel von über 6000 m Tiefe ein, für die allerdings die Unabhängigkeit von Faltenzonen und die ausschließliche Zugehörigkeit zu den großen Senkungs-

*) In diesem Zusammenhang sei auch auf eine plötzliche Tiefenänderung in der Sulu-See aufmerksam gemacht, indem hier nach F. H. Hardy (Geophysical Review XVI, New York 1926, S. 296) an einer Stelle etwa 100 km westlich der Insel Panay und 10 km nördlich von der Insel Cuyo zwischen zwei Vermessungen im Oktober 1914 und im Dezember 1916 eine lokale Vertiefung von mehr als 43 m festgestellt wurde. Dieselbe ist möglicherweise auf ein Erdbeben zurückzuführen.

gebieten der Erdrinde am offenkundigsten ist. Doch scheint mir eine solche Gleichstellung der küstenfernen Wannen mit den ausgesprochenen Tiefseerinnen schon deswegen nicht unbedenklich, weil beide Strukturelemente in seismischer Hinsicht nicht miteinander in Parallele gestellt werden können (siehe ferner Abschnitt 6). Die getrennt von den Tiefseerinnen auftretenden Wannen müssen nach unseren bisherigen Erfahrungen durchaus den seismisch ruhigeren oder gar aseismischen Teilen des Ozeanbodens zugerechnet werden. Sie dürften daher wenigstens seit der jüngeren geologischen Vergangenheit (etwa seit dem Tertiär) mit diesen weiten erdbebenarmen oder -freien Teilen des Tiefseebodens wesentlich nur bruchloser, säkular-epirogenetischer Einsenkung unterlegen haben bzw. noch unterliegen, wie Stille es — unter unseres Erachtens jedoch zu weitgehender Verallgemeinerung — mit Einschluß namentlich der pazifischen Randzonen in Analogie zu den fossilen Meeren für die Meeresbecken schlechthin annimmt.

Daß aber selbst außerhalb dieser Wannen wie außerhalb der eigentlichen Tiefseerinnen auch gegenwärtig in den ozeanischen Becken regional noch intensivere Dislokationsprozesse vor sich gehen, beweist zum mindesten das lebhafteste Schüttergebiet im Indischen Ozean zwischen Ceylon und den Kokos-Inseln und dann wohl auch das peruanisch-chilenische Tiefseebecken, dessen bisher festlegbare acht Epizentren allein aus den drei Jahren 1925 bis 1927 stammen und dessen Seismizität dem Grade nach vielleicht die Mitte zwischen der so hohen Seismizität in der östlich angrenzenden zirkumpazifischen Zone und der auch noch sehr beachtenswerten, aber doch viel mäßigeren Seismizität der Oster-Schwelle hält. Wenn wir also auch einerseits mit Stille für weite Bezirke der eigentlich ozeanischen Böden allmähliche bruchlose Einsenkung (mit wesentlichem Ausschluß auch von Mikrobrüchen) annehmen, so sehen wir doch andererseits nicht nur nicht, wie Stille es möchte, in den randständigen Tiefseerinnen Stätten, in welchen als unbedeutende Begleiterscheinungen des säkularen Einsinkens lediglich eine Häufung von Mikrobrüchen stattfand, sondern wir meinen, daß sich auch an einigen anderen Stellen des ozeanischen Tiefseebodens bedeutsamere Dislokationen abspielen, ganz abgesehen von den mehr abgeschlossenen Tiefseebecken jugendlicher Entstehung wie die drei Mittelmeere und das Europäische Nordmeer.

Eine besondere Stellung nimmt in den offenen Ozeanen die mittelatlantische Schwelle ein. Sie hebt sich nach Relief und Seismizität von den sie beiderseits begleitenden und praktisch erdbebenfreien Tiefseebecken außerordentlich deutlich ab. Sie mag ursprünglich als ein orogenetisches Gebilde entstanden sein; doch kann man sie kaum weiter mehr als ein Gebirge in statu nascendi ansprechen. Ihre zahlreichen Beben tragen ihrer Bedeutung nach mehr alpinen Charakter und weisen damit — wie analog bei den Alpen — darauf hin, daß hier jedenfalls jetzt hauptsächlich nur epirogenetische Vorgänge am Werke sind, denen sich freilich in dem hier aufgetürmten Schollengefüge noch besonders gute Möglichkeiten zu Dislozierungen darbieten. Für die Alpen wies nament-

lich F Kautsky¹⁶⁾ auf diese Zusammenhänge hin, und auch R. v. Klebelsberg¹⁶⁾ betont, „daß die Erhebung der Alpen, so wie wir sie heute vor uns sehen das Ergebnis nachträglicher, epirogener Aufwärtsbewegungen der Kruste ist, die nicht unmittelbar mit den orogenen, strukturprägenden Bewegungen zu tun haben, sondern diesen nachgefolgt sind“. Im übrigen wird man zu beachten haben, daß säkular wirksame Epirogenese und episodisch wirksame Orogenese weder nach der Art ihres Effekts noch zeitlich immer scharf zu trennen sein werden und wohl — auch in örtlicher Verknüpfung — mannigfache Übergänge aufzuweisen haben²⁷⁾.

6. Seismizität und Schwerkraft. Ein wichtiger Faktor zur richtigen Beurteilung der seismischen Vorgänge ist nun noch die Verteilung der Schwerkraft, die sich für manche gerade auch seismisch hervortretende Bezirke als merklich ungleich herausgestellt hat. A. Sieberg³⁶⁾ und A. Born²⁾ haben zuletzt die hier zu erwartenden Beziehungen dargelegt und an einzelnen Vorkommnissen besprochen. An dieser Stelle sei noch auf einige im Rahmen unserer bisherigen Ausführungen besonders interessierende und zum Teil auch durch neue Beobachtungen gestützte Zusammenhänge dieser Art eingegangen.

Eine ungleiche Schwerkraftsverteilung macht sich in erster Linie in den Zonen der Tiefseerinnen geltend, wie neuerdings namentlich aus den von Vening Meinesz auf seinen ozeanischen Überquerungen im Unterseeboot angestellten Schwerkraftsbeobachtungen hervorgeht. Aber schon O. Hecker⁹⁾ ¹⁰⁾ konnte zeigen, daß einer erheblichen positiven totalen Schwereanomalie im Betrage von 212 (Mittel aus zwei Werten) und $106 \cdot 10^{-3} \text{ cm sec}^{-2}$ auf dem Tonga-Plateau und dem Kermadec-Plateau eine ungefähr gleich große negative Anomalie in der unmittelbar davor gelagerten Rinne (— 196 bis — $273 \cdot 10^{-3} \text{ cm sec}^{-2}$) entsprach*); und E. Kohlschütter¹⁷⁾ wies auf den Zusammenhang zwischen der dadurch zum Ausdruck kommenden bedeutenden Isostasiestörung und der hier vorhandenen hohen Seismizität hin, der sich nach diesem Autor ganz ähnlich auch in dem von ihm selbst eingehend gravimetrisch untersuchten Gebiet des großen ostafrikanischen Grabensystems findet, wie später noch des näheren E. Krenkel¹⁸⁾ zeigen konnte. Bei der Tonga-Rinne beleuchtete sodann G. Angenheister¹⁾ diese Verhältnisse genauer, indem er hier 89 Beben (darunter 12 Großbeben) zu lokalisieren vermochte. Die meisten Herde lagen auf dem Tonga-Plateau südlich von Samoa, doch war auch der Abfall zur Rinne nicht frei von ihnen. Eine ursächliche Beziehung dieser seismischen Regsamkeit zu der hier vorhandenen Störung in der Gleichgewichtslage der Krustenteile und den daraus folgenden Spannungen in der Kruste ist unabweisbar.

*) Die für Tonga-Plateau und Tonga-Rinne von Heiskanen¹¹⁾ ausgeführte isostatische Reduktion liefert die nur wenig abweichenden Werte von + 161 und — $226 \cdot 10^{-3} \text{ cm sec}^{-2}$.

In der Tat bieten ja vor allem nach den seismischen Beobachtungen sowie nach den Schwerkraftsmessungen von Vening Meinesz⁴⁾, die A. Born³⁾ bereits vom geologischen Standpunkt aus diskutierte, die Marianen-Rinne und die Philippinen-Rinne mit den anliegenden Inselgruppen auch hinsichtlich der Größenordnung der hier vorliegenden seismischen und gravimetrischen Störungen (extreme Werte in der Marianenzone: + 207 und — 247 sowie in der Philippinenzone: + 267 und — 207 $\cdot 10^{-3}$ cm sec⁻²) ganz analoge Beispiele. Desgleichen zeigt die Portoriko-Rinne (— 341) mit der Mona-Passage (— 15), Portoriko und den Jungfern-Inseln gravimetrisch kein wesentlich abweichendes Bild, und für die so besonders erdbebenreiche japanische Außenzone vermutet Hecker und neuerdings ebenso W. Heiskanen¹¹⁾ mit Recht entsprechende Isostasiestörungen. Die bisher aus dem ebenfalls typisch isostatisch gestörten Bezirk des Plateaus und der Tiefe von Yap (+ 281 und — 159) fehlenden Erdbebenherde werden wohl noch durch eine vollständigere seismische Kontrolle in der Zukunft geliefert werden.

Die nach Hecker und Vening Meinesz bei Honolulu bestehenden hohen positiven Schwerestörungen, die auf 310 $\cdot 10^{-3}$ cm sec⁻² ansteigen, dürften wohl mit Born auf die hier vorhandene Anhäufung vulkanischen, und zwar basischen Materials zurückzuführen sein. Im übrigen aber lassen meines Erachtens die bis jetzt aus der Region des Inselarchipels bekannten Schwereanomalien eine klare Gesetzmäßigkeit noch nicht erkennen. Zwar sind nahe Oahu, auf beiden Seiten dieser Insel nach dem offenen Ozean zu, merkliche kompensierende negative Anomalien bis zu 99 $\cdot 10^{-3}$ cm sec⁻² vorhanden. Weiter ab aber sind auch wieder, wie besonders die Heckerschen Daten lehren, entschieden positive Werte im Wechsel mit negativen Werten festgestellt worden. Eine Ähnlichkeit mit den pazifischen Randgebieten erscheint mir sehr fraglich, wie denn auch nach unseren bisherigen Kenntnissen die Seismizität dieses Gebietes erheblich geringer eingeschätzt werden muß als diejenige dieser Randzonen. Entsprechend der Größe der Isostasiestörungen strahlen freilich gelegentlich auch von hier Erdbeben aus, die jedenfalls über 10000 km Entfernung hinaus noch deutliche Fernregistrierungen bewirken (z. B. am 21. September 1908).

Sehr charakteristisch ist, daß nach den vorläufigen Angaben von Vening Meinesz in dem so ausgesprochen instabilen östlichen Teile des Malayischen Inselarchipels selbst nach Ausführung der isostatischen Reduktion positive und negative Schwereanomalien im Betrage von mehreren Hundert 10^{-3} cm sec⁻² Einheiten übrigbleiben. Und es ist wohl nicht weniger bezeichnend, daß bei dem apazifischem Charakter der Beben der atlantischen Schwelle die totale Schwerestörung über der Schwelle bei den zwei Überquerungen mit dem Unterseeboot in rund 41,7° bis 39,8° N und rund 23,1° bis 24,1° N nur die geringen positiven Werte von 47 und 26 $\cdot 10^{-3}$ cm sec⁻² aufweist, denen auch nur um 20 bis 44 dieser Einheiten geringere Beträge zu beiden Seiten der Schwelle gegenüberstehen. Und Hecker⁸⁾ fand über dem äquatorialen Mittelstück der Schwelle in der Nähe von St. Paul die auch nicht wesentlich höheren positiven

Anomalien von im Mittel 52 und $97 \cdot 10^{-3} \text{ cm sec}^{-2}$, denen zu beiden Seiten über der Tiefsee sofern nicht gar noch geringe positive Werte auch nur geringe negative Werte von im Durchschnitt nicht über $28 \cdot 10^{-3} \text{ cm sec}^{-2}$ gegenüberstehen.

Die in den obigen Ausführungen zutage getretene auffällige gravimetrische Verkopplung der randständigen Tiefseerinnen mit den angrenzenden Gebirgen bzw. Gebirgstrümmern dürfte nun die von Leuchs vertretene genetische Gleichstellung der landfernen Senken des tiefen Ozeangrundes von über 6000 m Tiefe mit diesen Tiefseerinnen noch fraglicher machen (siehe Abschnitt 5); denn es ist nach allem, was wir bisher über die Schwerkraftverhältnisse der offenen und inselfreien Teile der Ozeane wissen, sehr unwahrscheinlich, daß auch in den Bezirken der hier vorhandenen Wannen räumlich entsprechend verbundene, wenn auch bei dem milderen Relief gemäßigtere Gegensätze positiver und negativer Anomalien vorhanden sind. Vor allem aber zeigt sich doch in dem gravimetrischen Bilde, daß durchweg eine tiefgehende gegenseitige Beziehung zwischen Tiefseerinne und anliegendem Gebirgskörper besteht, so daß ihre Randständigkeit kein Zufall ist. Bezüglich der genetischen Art dieser Beziehung, die hier im einzelnen zu untersuchen nicht unsere Aufgabe sein kann, mag indessen gesagt sein, daß die Kossmatsche Auffassung der Randsenke vor einem Kettengebirge als eines Erdstreifens, welcher durch das infolge seines eigenen Gewichtes eingesunkene Gebirge nur passiv mit in die Tiefe gezogen worden sei, unseres Erachtens hier keine vollständige Lösung des Problems bietet; denn wir sehen, wie Leuchs ja auch nachdrücklich hervorhebt, vor allem in den westpazifischen Randgebieten die jugendlichen Tiefseerinnen neben jung zerbrochenen Faltenzonen. Passive und eigene Einmündung wird Hand in Hand mit bruchartigem Niedergehen gegangen sein und noch gehen. Dabei mag dann in der Tiefe zum Teil sogar schwereres subkrustales Material auch nach dem Gebirgszug hin gewandert sein und noch wandern, wie Heiskanen es wohl in zu einfacher Vorstellung ausschließlich z. B. für die japanische Zone annimmt, indem er den Schwereüberschuß in Japan lediglich auf seinen vulkanischen Charakter zurückführt. Die Erdbeben in solchen Zonen sind ein Ausfluß der auf diese Weise hervorgerufenen völligen Störung des Gleichgewichtszustandes und entstehen in erster Linie dadurch, daß sich die Spannungen in Bruchdislokationen frei machen.

7. Literaturnachweis.

¹⁾ G. Angenheister: Beobachtungen an pazifischen Beben. Nachr. Ges. Wiss. Göttingen. Math.-phys. Kl. 1921, S. 113.

²⁾ A. Born: Isostasie und Schweremessung usw. Berlin 1923.

³⁾ Derselbe: Die Schwereverhältnisse auf dem Meere auf Grund der Pendelmessungen von Prof. Vening Meinesz 1926. Zeitschr. f. Geophys. 3, 400 (1927).

⁴⁾ R. A. Daly, The Outer Shells of the Earth. Am. Journ. of Science 15, 108 (1928).

- ⁵⁾ G. V. und A. V. Douglas: Note on the Interpretation of the Wegener Frequency Curve. *Geol. Mag.* **60**, 108 (1923).
- ⁶⁾ E. von Drygalski: Der Kerguelen-Gaußberg-Rücken usw. *Sitzungsber. math.-nat. Abtlg. Bayr. Akad. Wiss. München* 1924, S. 157.
- ⁷⁾ B. Gutenberg: Der Aufbau der Erdkruste usw. *Zeitschr. f. Geophys.* **1**, 94 (1925) und **3**, 371 (1927).
- ⁸⁾ O. Hecker: Bestimmung der Schwerkraft auf dem Atlantischen Ozean. *Veröffentl. Preuß. Geod. Inst. N. F. Nr. 11*, Berlin 1908.
- ⁹⁾ Derselbe: Bestimmung der Schwerkraft auf dem Indischen und Großen Ozean usw. *Veröffentl. Zentralbur. internat. Erdmessung, N. F. Nr. 16*, Berlin 1908.
- ¹⁰⁾ Derselbe: Bestimmung der Schwerkraft auf dem Schwarzen Meere usw. *Ebenda N. F. Nr. 20*, Berlin 1910.
- ¹¹⁾ W. Heiskanen: Schwerkraft und isostatische Kompensation in Japan. *Zeitschr. f. Geophys.* **3**, 213 (1927).
- ¹²⁾ H. Jeffreys: On certain Geological Effects of the Cooling of the Earth. *Proc. Roy. Soc. (A) London* **100**, 122 (1922).
- ¹³⁾ Derselbe: On Near Earthquakes usw. *Gerlands Beitr. z. Geophys.* **17**, 417 (1927).
- ¹⁴⁾ Derselbe: On the Earth's Thermal History and some related Geological Phenomena. *Ebenda* **18**, 1 (1927).
- ¹⁵⁾ F. Kautsky: Die jüngeren Verbiegungen in den Ostalpen usw. *Sitzungsber. Akad. Wiss. Wien, math.-nat. Kl. Abtlg. I*, **133**, 411 (1924).
- ¹⁶⁾ R. v. Klebelsberg: Die Erhebung der Alpen. *Zeitschr. d. Deutsch. Geol. Ges.* **77**, 1925, *Monatsber.* S. 275.
- ¹⁷⁾ E. Kohlschütter: Über den Bau der Erdkruste in Deutsch-Ostafrika. *Nachr. Ges. Wiss. Göttingen. Math.-phys. Kl.* 1911, S. 1.
- ¹⁸⁾ E. Krenkel: Die Erdbeben Ostafrikas. *Centralbl. f. Min. usw.* 1921, S. 705 u. 743, sowie: Die Bruchzonen Ostafrikas. Berlin 1922.
- ¹⁹⁾ K. Leuchs: Tiefseegräben und Geosynklinalen. *Neues Jahrb. f. Min. usw. Beil.-Bd.* **58**, Abtlg. B, 1927, S. 273.
- ²⁰⁾ J. Milne: Fifth Report of the Seismological Committee of the British Ass. for the Adv. of Science, Bradford 1900.
- ²¹⁾ S. Mohorovičić: Über Nahbeben und über die Konstitution des Erd- und Mondinnern. *Gerlands Beitr. z. Geophys.* **17**, 180 (1927).
- ²²⁾ F. de Montessus de Ballore: Les Tremblements de Terre. *Géographie Séismologique.* Paris 1906.
- ²³⁾ F. Nansen: The Earth's Crust, its Surface-Forms and Isostatic Adjustment. *Norske Vidensk.-Akad. Oslo I, math.-nat. Kl.* 1927, Nr. 12, Oslo 1928.
- ²⁴⁾ O. Nordenskiöld: Antarktis. *Handb. der regionalen Geol.* **8**, 6. Heidelberg 1913.
- ²⁵⁾ S. Obrutschew: Discovery of a Great Range in Nord-East Siberia. *Geogr. Journ.* **70**, 464. London 1927.
- ²⁶⁾ W. A. Obrutschew: Geologie von Sibirien. *Fortschr. d. Geol. u. Pal.* Heft 15. Berlin 1926.
- ²⁷⁾ Derselbe: Über einige neue Anschauungen in der Tektonik. *Geol. Arch.* **4**, 180 (1927).

- 28) E. Pautsch: Die seismischen Verhältnisse des Europäischen Mittelmeeres. Diss. Hamburg 1922.
- 29) W. Penck: Zur Hypothese der Kontinentalverschiebung. Zeitschr. d. Ges. f. Erdkunde, Berlin 1921, S. 130.
- 30) H. Renqvist: The Actual Numbers of Deep-Sea Soundings. Scottish Geogr. Mag. **42**, 227 (1926).
- 31) E. Rosenthal: Katalog der im Jahre 1904 registrierten seismischen Störungen. Veröffentl. Zentralbur. internat. Seismolog. Assoz. Straßburg 1907.
- 32) E. Rudolph: Über submarine Erdbeben und Eruptionen. Beitr. z. Geophys. **1**, 133 (1887) und **2**, 537 (1895).
- 33) E. Rudolph und S. Szirtes: Zur Erklärung der geographischen Verteilung von Großbeben. Petermanns Geogr. Mittlg. 1914, 1. Halbbd., S. 124 u. 184.
- 34) C. G. S. Sandberg: Magmakratismus als Ursache der tektonischen Großformen der Kettengebirge. Zeitschr. f. Vulkanol. **11**, 2. S. 110, Dez. 1927.
- 35) E. Scheu und S. Szirtes: Kataloge über die Erdbeben im Jahre 1906. Veröffentl. Zentralbur. internat. Seismolog. Assoz. Straßburg 1910 u. 1911.
- 36) A. Sieberg: Die Verbreitung der Erdbeben auf Grund neuerer makro- und mikro-seismischer Beobachtungen usw. Veröffentl. Hauptstat. f. Erdbebenf. in Jena, Heft 1, 1922.
- 37) W. Soergel: Die atlantische Spalte usw. Zeitschr. d. Deutsch. Geol. Ges. **68**, 1916, Monatsber. Nr. 11.
- 38) H. Stille: Grundfragen der vergleichenden Tektonik. Berlin 1924.
- 39) St. Taber: The seismic belt in the Greater Antilles. Bull. Seismolog. Soc. of America **12**, 199 (1922).
- 40) E. Tams: Die seismischen Verhältnisse des Europäischen Nordmeeres usw. Mittlg. Geogr. Ges. v. Hamburg **33**, 33 (1921) sowie: Centralbl. f. Min. usw. 1922, S. 385.
- 41) Derselbe: Erdbeben im Gebiet der Nordenskiöld-See. Gerlands Beitr. z. Geophys. **17**, 325 (1927).
- 42) Derselbe: Die seismischen Verhältnisse des offenen Atlantischen Ozeans usw. Ebenda **18**, 319 (1927), sowie: Zeitschr. f. Geophys. **3**, 361 (1927).
- 43) W. Trabert: Eine mögliche Ursache der Vertiefung der Meere. Sitzungsber. Akad. Wiss. Wien, math.-nat. Kl. Abtlg. IIa, **120**, 175 (1911).
- 44) Vening Meinesz: Gravity Survey by Submarine via Panama to Java. Geogr. Journ. **71**, 144, Februar 1928.
- 45) S. W. Visser: On the Distribution of Earthquakes in the Netherlands East Indian Archipelago, 1909—1919 usw. Kon. Mag. en Meteorol. Observat. Batavia. Verhandl. Nr. 7 (1921).
- 46) Derselbe: Inland and Submarine Epicentra of Sumatra and Java Earthquakes. Ebenda Nr. 9 (1922).
- 47) B. Wanach: Ein Beitrag zur Frage der Kontinentalverschiebung. Zeitschr. f. Geophys. **2**, 161 (1926).
- 48) A. Wegener: Der Boden des Atlantischen Ozeans. Gerlands Beitr. z. Geophys. **17**, 311 (1927).

8. Anhang.

Tabelle der in der Arbeit gesondert behandelten Epizentren seit 1913.

Über die Quellen siehe im Text S. 323 bis 324.

In der Kolonne 3 bedeutet M die registrierten Maximalamplituden, T die zugehörigen Wellenperioden und Δ die Epizentraldistanz, alles in bezug auf die angegebene Station, Δ_H nur in bezug auf Hamburg.

In einigen Fällen wurde aus verschiedenen hinreichend übereinstimmenden Einzelbestimmungen unter Abrundung auf ganze oder halbe Grade das Mittel gebildet.

1 Lfd.- Nr.	2 Datum und Epizentrum	3 Stärke	1 Lfd.- Nr.	2 Datum und Epizentrum	3 Stärke
1. Ostsibirien und Sachalin			2. Arktisches Nordamerika.		
1	1928, II. 21. 68° N, 175° E	Hamburg: $M = 21-32 \mu$ ($T = 18-21 s$) $\Delta = 6500 \text{ km}$	8	1920, XI. 16. 72° N, 127° W	De Bilt: $M = 20-28 \mu$ ($T = 18-27 s$) $\Delta_H = 5600 \text{ km}$
2	1913, III. 18. 61½° N, 146° E	Hamburg: $M = 15-16 \mu$ ($T = 11-20 s$) $\Delta = 6700 \text{ km}$	3. Antarktis.		
3	1924, V. 27. 65.8° N, 131° E	Hamburg: $M = 2\frac{1}{2}-5 \mu$ ($T = 7-15 s$) $\Delta = 5900 \text{ km}$	9	1925, II. 28. 62° S, 57° W	La Paz: $M = 1-2 \mu$ ($T = 13-15 s$) $\Delta = 5150 \text{ km}$
4 a	1927, XI. 14. 70½° N, 121° E	Hamburg: $M = 27 \mu$ ($T = 5-6 s$) $\Delta = 5100 \text{ km}$	10	1926, VI. 20. 62.4° S, 63.5° W	Sucré: $M = 7-8 \mu$ ($T = 14-15 s$) $\Delta = 4800 \text{ km}$
4 b	1927, XI. 14. 70½° N, 121° E	$M = \text{rd. } 400 \mu$ ($T = 16 s$)	11	1927, VII. 25. 64° S, 76.5° W	Sucré: $M = 3-5 \mu$ ($T = 12-15 s$) $\Delta = 5000 \text{ km}$
4 c	1927, XI. 15. 70½° N, 121° E	$M = 6-15 \mu$ ($T = 7-16 s$)	12	1925, I. 21. 65° S, 71° W	La Paz: $M = 3-5 \mu$ ($T = 15-22 s$) $\Delta = 5400 \text{ km}$
5	1928, II. 3. 73° N, 139° E	Hamburg: $M = 9-45 \mu$ ($T = 6-9 s$) $\Delta = 5400 \text{ km}$	4. Pazifischer Ozean südlich von Neuseeland.		
6	1924, I. 21. 56° N, 146° E	Hamburg: Schwache Hauptphase $\Delta = 7100 \text{ km}$	13	1918, XI. 3. 48.2° S, 165.8° E	De Bilt: $M = 4-11 \mu$ ($T = 17-30 s$) $\Delta_H = 18100 \text{ km}$
7	1924, III. 15. 49° N, 143° E	Hamburg: $M = 96-216 \mu$ ($T = 14-16 s$) $\Delta = 7800 \text{ km}$	14	1918, IX. 16. 48.5° S, 162.5° E	De Bilt: $M = 2.5-4 \mu$ ($T = 16-27 s$) $\Delta_H = 18000 \text{ km}$

1 Lfde. Nr.	2 Datum und Epizentrum	3 Stärke	1 Lfde. Nr.	2 Datum und Epizentrum	3 Stärke
15	1924, VII. 24. 48.0° S, 159.0° E	Hamburg: $M = 50-115 \mu$ ($T = 28-50 s$) $\Delta = 17800 \text{ km}$	26 a	1927, VII. 14. 16.2° S, 85° W	La Paz: $M = 19-124 \mu$ ($T = 10-18 s$) $\Delta = 1800 \text{ km}$
16	1924, VI. 26. 57° S, 159° E	Hamburg: $M = 140-530 \mu$ ($T = 18-43 s$) $\Delta = 18000 \text{ km}$	26 b	Am 21. XI. 1927 strahlte vermutlich ein Beben von dems. Epizentrum aus mit	$M = 18-32 \mu$ ($T = 7.5-11 s$) in Sucre, $\Delta = 2200 \text{ km}$
5. Pazifischer Ozean westlich von Südamerika.					
17	1926, V. 5. 6.4° N, 87.0° W	Sucre: $M = 6-10 \mu$ ($T = 18-20 s$) $\Delta = 3700 \text{ km}$	27	1926, IV. 23. 16.5° S, 85.0° W	La Paz: $M = 11-23 \mu$ ($T = 10-14 s$) $\Delta = 1700 \text{ km}$
18	1927, VIII. 20. 4.7° N, 83° W	Hamburg: $M = 32-43 \mu$ ($T = 24-26 s$) $\Delta = 9800 \text{ km}$	28	1927, III. 13. 15.5° S, 87° W	Sucre: $M = 11 \mu$ ($T = 10 s$) $\Delta = 2300 \text{ km}$
19	1924, X. 18. 3.0° N, 80.5° W	Hamburg: $M = 5 \mu$ ($T = 24 s$) $\Delta = 9800 \text{ km}$	29	1926, VII. 1. 16° S, 88° W	Hamburg: $M = 7 \mu$ ($T = 24 s$) $\Delta = 11900 \text{ km}$
20	1927, VIII. 5. 0.0°, 84° W	Sucre: $M = 2 \mu$ ($T = 12-16 s$) $\Delta = 3000 \text{ km}$	30	1926, VII. 14. 20.7° S, 83.4° W	Sucre: $M = 2-3 \mu$ ($T = 5-7 s$) $\Delta = 1850 \text{ km}$
21	1927, VI. 29. 5.3° S, 85° W	Sucre: $M = 3 \mu$ ($T = 12 s$) $\Delta = 2800 \text{ km}$	31	1918, V. 25. 31.0° S, 91.0° W	De Bilt: $M = 9-49 \mu$ ($T = 17-31 s$) $\Delta_H = 13300 \text{ km}$
22	1926, IX. 30. 12° S, 105° W	Sucre: $M = 1.5-2.6 \mu$ ($T = 16-21 s$) $\Delta = 4450 \text{ km}$	32	1918, V. 11. 27.8° S, 113.4° W	De Bilt: $M = 2-4 \mu$ ($T = 17-26 s$) $\Delta_H = 14600 \text{ km}$
23	1925, XII. 27. 14° S, 86° W	La Plata: $M = 8-31 \mu$ ($T = 22-28 s$) $\Delta = 3600 \text{ km}$	33	1920, III. 20. 35.8° S, 109.4° W	Hamburg: $M = 18-76 \mu$ ($T = 18-35 s$) $\Delta = 15000 \text{ km}$
24	1926, VI. 5. 15.5 S, 79° W	Sucre: $M = 10-38 \mu$ ($T = 9-10 s$) $\Delta = 1500 \text{ km}$	34	1925, XII. 19. 39° S, 109.5° W	Hamburg: $M = 12-51 \mu$ ($T = 18-35 s$) $\Delta = 15100 \text{ km}$
25	1925, XI. 17. 17° S, 82° W	Hamburg: $M = 7-22 \mu$ ($T = 18-30 s$) $\Delta = 11600 \text{ km}$	35	1927, III. 12. 48.5° S, 99.5° W	Hamburg: $M = 1\frac{1}{2}-2 \mu$ ($T = 20 s$) $\Delta = 15100 \text{ km}$

1 Lfde. Nr.	2 Datum und Epizentrum	3 Stärke	1 Lfde. Nr.	2 Datum und Epizentrum	3 Stärke
36	1926, IX. 10. 45° S, 77.5° W	Sucré: $M = 1-8\mu$ ($T = 12-20s$) $\mathcal{A} = 3000 \text{ km}$	45 b	1928, III. 9. 1° S, 89° E	Hamburg: $M = 170-560\mu$ ($T = 15-22s$) $\mathcal{A} = 9300 \text{ km}$
37	1927, XI. 21. 44.6° S, 74° W	La Paz: $M = 72-356\mu$ ($T = 10-16s$) $\mathcal{A} = 3200 \text{ km}$	46	1926, I. 18. 2° S, 87° E	Hamburg: $M = 29-53\mu$ ($T = 18-24s$) $\mathcal{A} = 9200 \text{ km}$
6. Indischer Ozean.			47	1928, II. 7. 2.4° S, 87.0° E (Schiffsbeobacht.) Ann. d. Hydrogr. usw. 1928, Heft 4.	Hamburg: $M = 27-53\mu$ ($T = 16-21s$) $\mathcal{A} = 9300 \text{ km}$
38	1917, VII. 4. 13.0° N, 90.0° E	De Bilt: $M = 2-7\mu$ ($T = 13-22s$) $\mathcal{A}_H = 8200 \text{ km}$	48	1918, IV. 13. 5.0° S, 85.0° E	De Bilt: $M = 5-16\mu$ ($T = 16-24s$) $\mathcal{A}_H = 9400 \text{ km}$
39	1914, X. 11. 14.7° N, 93.2° E	Hamburg: $M = 3\mu$ ($T = 22s$) $\mathcal{A} = 8200 \text{ km}$	49	1921, IX. 11. 12.4° S, 110.8° E	Hamburg: $M = 95-750\mu$ ($T = 17-40s$) $\mathcal{A} = 11900 \text{ km}$
40	1922, X. 17. 12.0° N, 95.0° E	Hamburg: $M = 11-15\mu$ ($T = 15-19s$) $\mathcal{A} = 8700 \text{ km}$	50	1924, XII. 11. 25.2° N, 56.8° E	Helwan: $M = 8\mu$ ($T = 8s$) $\mathcal{A} = 2600 \text{ km}$
41	1916, X. 21. 11.0° N, 94.5° E	De Bilt: $M = 6-10\mu$ ($T = 16-26s$) $\mathcal{A}_H = 8700 \text{ km}$	51	1924, IV. 20. 14° N, 51° E	Hamburg: $M = 9-21\mu$ ($T = 11-17s$) $\mathcal{A} = 5700 \text{ km}$
42 a	1915, VIII. 12. 7.0° N, 94.0° E	De Bilt: $M = 4-9\mu$ ($T = 16-32s$) $\mathcal{A}_H = 9000 \text{ km}$	52	1923, XII. 10. 13.5° N, 50.0° E	Helwan: $M = 20\mu$ ($T = 10s$) $\mathcal{A} = 2800 \text{ km}$
42 b	1924, I. 24. 7.0° N, 94.0° E	Hamburg: nur e_z , kein M angegeben	53	1922, VII. 3. 8.5° S, 67.0° E	Hamburg: $M = 6\mu$ ($T = 18s$) $\mathcal{A} = 8800 \text{ km}$
43	1913, I. 19. 1.0° N, 88.0° E	Hamburg: $M = 60-110\mu$ ($T = 20-32s$) $\mathcal{A} = 9100 \text{ km}$	54	1916, IV. 7. 31° S, 54 $\frac{1}{3}$ ° E	De Bilt: $M = 18-87\mu$ ($T = 12-26s$) $\mathcal{A}_H = 10200 \text{ km}$
44	1916, V. 9. 2° N, 87° E	De Bilt: $M = 2.5-12\mu$ ($T = 16-30s$) $\mathcal{A}_H = 9000 \text{ km}$	55	1923, XI. 26. 31.0° S, 56.0° E	Hamburg: $M = 9\mu$ ($T = 20s$) $\mathcal{A} = 10300 \text{ km}$
45 a	1923, V. 28. 1.0° S, 89.0° E	Hamburg: $M = 8-24\mu$ ($T = 16-18s$) $\mathcal{A} = 9300 \text{ km}$			

1 Lide. Nr.	2 Datum und Epizentrum	3 Stärke	1 Lide. Nr.	2 Datum und Epizentrum	3 Stärke
56 a	1925, IV. 11. ⁱ 33° S, 54° E	Hamburg: $M = 23-44 \mu$ ($T = 15-21 s$) $\mathcal{J} = 10\,400 \text{ km}$	56 e	1926, IX. 2. 33° S, 54° E	Hamburg: $M = 14-61 \mu$ ($T = 18-25 s$) $\mathcal{J} = 10\,400 \text{ km}$
56 b	1925, V. 3. 33° S, 54° E	$M = 15-38 \mu$ ($T = 15-19 s$)	57	1924, VIII. 25. 45.0° S, 34.0° E	Hamburg: $M = 13-35 \mu$ ($T = 15-19 s$) $\mathcal{J} = 11\,100 \text{ km}$
56 c	1925, V. 19. 33° S, 54° E	$M = 13-22 \mu$ ($T = 18-23 s$)	58	1924, II. 29. 50.0° S, 31.5° E	De Bilt: $M = 17-19 \mu$ ($T = 19-20 s$) $\mathcal{J}_H = 11\,700 \text{ km}$
56 d	1925, X. 12. 33° S, 54° E	$M = 6-10 \mu$ ($T = 17-18 s$)			

Hamburg, Hauptstation für Erdbebenforschung.

Über kartographische Darstellung der Seismizität.

Von **Henrik Renquist**, Helsingfors. — (Mit zwei Abbildungen.)

Nach allgemeinem Sprachgebrauch muß das Wort „Seismizität“ in derartiger Weise mit dem Begriff Erdbebenhäufigkeit in Beziehung stehen, daß eine größere Erdbebenhäufigkeit auf eine höhere Seismizität hinweist. Als Maß der Seismizität sollte nach ähnlichen common sense-Begriffen ein Zahlenwert benutzt werden, der mit der Seismizität steigt oder sinkt. Daher finde ich es weniger angebracht, eine inverse Funktion der Erdbebenhäufigkeit, wie sie de Montessus de Ballore anfangs benutzt hat, als Maß der Seismizität anzuwenden. Diese Funktion ist die Seitenlänge eines Quadrats, auf dessen Fläche, bei gleichmäßiger Verteilung der Epizentren der stattgefundenen Erdbeben in einem gegebenen Gebiete, ein Epizentrum pro Jahr kommt. De Montessus de Ballore hat diese Methode später aufgegeben, und zwar deshalb, weil die seismischen Ereignisse diskontinuierlicher Art sind und mit den meteorologischen Verhältnissen, die klimatologisch durch Isolinien dargestellt werden, seiner Auffassung nach nicht zu vergleichen sind. Ich will hier keine offenen Türen einrennen, doch möchte ich auf eine weitere Schwäche dieser ersten Methode von de Montessus de Ballore, welche Schwäche auch einigen späteren Modifikationen anhaftet, hinweisen. Die Ergebnisse sind nämlich in höchstem Grade abhängig davon, wie man die Gebiete wählt oder wie man das Land, dessen seismische Verhältnisse untersucht werden sollen, in Einzelgebiete aufteilt. In großen Gebieten werden alle Einzelheiten verwischt, geht man aber zu kleinen Gebieten über, so hat man eine kleine Anzahl von Epizentren und bekommt schließlich ein Mosaik von buntem Aussehen, weil dem

Zufall sowie der Auffassung des Bearbeiters großer Spielraum gegeben wird. Kjellén in Schweden hat eine Modifikation der Methode benutzt, und seine Darstellung zeigt deutlich, wie Gebiete großer Seismizität mosaikartig an solche aseismischen Charakteren grenzen, ohne daß man doch genau weiß, wie sich die Schwächezonen hinziehen oder wo die Epizentren am häufigsten sind.

Eine natürliche Weiterentwicklung dieser Darstellungsart ist die pointillistische von de Montessus de Ballore, die es dem Kartenleser überläßt, sich ein Bild der Seismizität zu verschaffen, und zwar durch einen Blick auf eine Karte, die mit größeren oder kleineren schwarzen Punkten übersät ist. Dabei hat man bewußt auf numerische Werte der Seismizität verzichtet. Die Größe der schwarzen Kreise ist entweder von der Epizentrenhäufigkeit der bezüglichen Ortschaften oder von der Erdbebenhäufigkeit derselben abhängig.

Ich kann mich bezüglich dieser Karten, die einen sehr unruhigen Eindruck machen, der Auffassung nicht erwehren, daß man allzuviel vom Zuschauer verlangt. Überdies möchte ich auf ein paar Momente hinweisen, die die Zuverlässigkeit dieser Darstellungsart beeinträchtigen. Wenn die Punktgröße von der Epizentrenhäufigkeit der Ortschaft abhängig gemacht wird, hat man, wie auch in dem ersten Verfahren, Schwierigkeiten mit der Bestimmung der Epizentren, und kann eine Bevorzugung größerer Ortschaften, Bevölkerungszentren, Städte mit Nachrichtendienst, nicht umgehen. Bezüglich der Epizentrenbestimmung mag erwähnt werden, daß man in Fennoskandia, wo man verhältnismäßig große Schüttergebiete mit geringer Intensität und kleiner Bevölkerungsdichte hat, oft ganz und gar auf die Präzisierung des Epizentrums verzichten muß. Und falls die Punktgröße von der Erdbebenhäufigkeit abhängig gemacht würde, erhielte man eher eine Karte der Bevölkerungsdichte als eine der Seismizität.

Es scheint mir, daß wir gezwungen sind, eine Methode der Isolinien zu wählen. Die Einwände, die de Montessus de Ballore gegen diese Darstellungsart erhoben hat, können meines Erachtens widerlegt werden. Ich denke dabei nicht daran, daß in Gebieten sehr großer Seismizität und dichter Bevölkerung (Japan) die Diskontinuitäten in den Summenzahlen verwischt werden, auch nicht daran, daß in Ländern, wo man große Schüttergebiete mit kleiner Intensität hat, die Isoseisten eines Erdbebens fast immer die Kurven eines anderen kreuzen; ich denke eher an die Möglichkeit, eine Methode zu wählen, die diese Einwände nicht befürchten läßt — jedenfalls nicht in höherem Grade, als es dem Klimatologen beängstigen könnte, beim Ziehen der Isolinien einem sanften Gange nachzustreben.

Als numerischen Ausdruck der Seismizität einer Ortschaft möchte ich die Zahl vorschlagen, die aussagt, wievielmals in hundert Jahren diese Ortschaft ein Erdbeben verspürt hat. Damit entgeht man der oft schwierigen Fixierung des Epizentrums, muß aber auch auf die Angabe der Intensitäten der Erdbeben verzichten. Ich will einräumen, daß das von Lais benutzte Verfahren, das die Intensitäten nach der Mercalli-Sieberg'schen Skala summiert und die so

erhaltenen Summen auf ein Jahr reduziert, eine genauere und richtigere Zahl für Seismizität geben kann. Ich möchte jedoch dies Verfahren Spezialgebieten vorbehalten, oder der Zukunft überlassen, wenn der makroseismische Dienst mehr entwickelt sein wird. Die Nichtberücksichtigung der Intensitäten wird im großen ganzen die Diskontinuitäten schwächer erscheinen lassen, während die Punktmethode sie stärker hervortreten läßt.

Die Methode der Kartendarstellung ist mit der Definition der Seismizität nicht erschöpft. Ich möchte als besonders wichtig ansehen, daß man eine

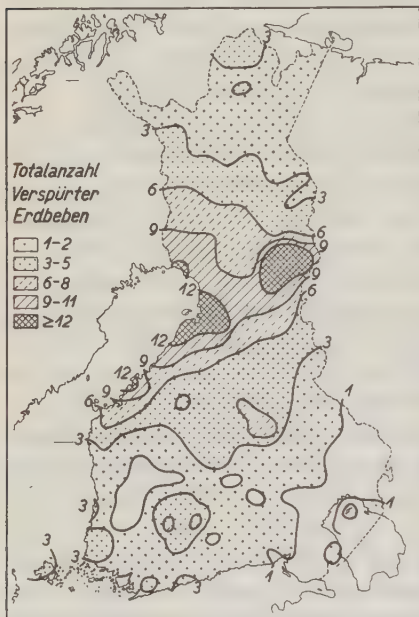


Fig. 1.

Die 13 größten in Finnland beobachteten Schüttergebiete (nebst Jahreszahlen).

Bearbeitungsmethode benutzt, die dem Zufall oder der persönlichen Auffassung möglichst wenig Spielraum läßt. Somit finde ich es nicht angemessen, daß man das ganze zu untersuchende Gebiet in Teilgebiete nach der geologischen Karte teilt. Auch möchte ich die Forderung aufstellen, daß man von jedem Beben eine makroseismische Bearbeitung in bezug auf Schüttergebiete durchführt und sich dadurch bei jedem Beben von der Berücksichtigung der Bevölkerungszentren frei macht. Wenn es sich um ältere Beben handelt, kommt man dabei zu den klassischen und längst verworfenen Figuren, Kreisen und Ovalen. Bei einer orientierenden Untersuchung ist der durch dieses schematische Verfahren hervorgerufene Fehler nicht von großer Bedeutung, bei genaueren Untersuchungen muß man lediglich neueres Material anwenden.

Nachdem die Schüttergebiete aller Beben der zu untersuchenden Periode

in Spezialkarten eingetragen worden sind, macht man sich von dem ganzen Lande eine mit regelmäßigem Punktnetz versehene Pause im selben Maßstabe. Man legt nun diese Pause auf die Spezialkarten und notiert, wievielmals jeder Punkt des Netzes in ein Schüttergebiet fällt. Die somit erhaltenen Summenzahlen der Fälle von Erdbeben werden in eine neue Punktkarte eingetragen und dienen zur Unterlage bei Eintragung von Linien gleicher Erdbebenhäufigkeit. Das Wesentliche bei dieser Methode ist, daß man sich von allen Vorurteilen frei machen kann. Als Gegensatz zur Punktmethode gibt de Montessus de Ballore eine Methode der „Isosphygmiques“ an, bei welcher Summenzahlen von Erdbebennachrichten von Bevölkerungszentren benutzt werden. Es ist einleuchtend, daß man hierbei große Schwierigkeiten bei Be-

urteilung des Verlaufs der Linien gleicher Häufigkeit hat, da die Ortschaften sehr ungleichmäßig zerstreut liegen.

Obschon bei der hier vorgeschlagenen Methode die Intensitäten nicht berücksichtigt werden, machen sich die häufigsten Epizentrengebiete, dank der



Fig. 2. Vorläufige Karte über die Seismizität Finnlands.

Nachstöße, doch deutlich geltend, und obschon die Schüttergebiete vielleicht nur schematisch erhalten worden sind, treten doch Einzelheiten von Interesse im endgültigen Kartenbilde hervor.

Für die Beben von Finnland habe ich die hier geschilderte Methode benutzt. Bei dieser orientierenden Untersuchung hat man sich mit den Kreisen und Ovalen der älteren Beben begnügen müssen; die großen Schüttergebiete erlauben auch Anwendung eines weitmaschigen Punktnetzes. Der Abstand der

Punkte in der Pause war 30 km. Insgesamt waren Angaben von über hundert Beben vorhanden. Fig. 1 zeigt einige Beispiele der Schüttergebiete.

Die Länge des Landes ist etwa 1100 km, die Ziffern der Jahreszahlen sind etwa 120 km hoch, die maximale Bebenstärke war wohl in keinem Falle über sechs der Mercalli-Sieberg'schen Skala; jedoch hat man Schüttergebiete gehabt, die bis 200 000 km² umfassen.

Die erhaltene Karte, die jedoch präliminärer Natur ist, da ich hoffe, noch ergänzende Daten zu erhalten, ist in der Fig. 2 dargestellt.

Die Zahlen bedeuten Totalsummen der überhaupt in Finnland vermerkten Erdbeben. Man hat zwar ein paar Daten vom 17. und ein paar Dutzend Beobachtungen vom 18. Jahrhundert, doch wurde ein systematischer Nachrichtendienst erst vor etwa 50 Jahren begonnen. Folglich dürften die Summenzahlen der Karte etwa hundert Jahre mit Fragebogen repräsentieren. Die niedrigen Zahlen bewirken, daß man den Einzelheiten des Verlaufs der Linien keinen besonderen Wert zuschreiben kann; im großen ganzen ist das Ergebnis jedoch plausibel — man möge sich erinnern, daß die Hauptachse der aktuellen Fennoskandischen Landhebung eben in der Richtung Südwest-Nordost geht, und zwar über den nördlichen Teil des Bottnischen Meerbusens. Die allgemein anerkannte Ansicht, daß die seismischen Ereignisse von Finnland in Zusammenhang mit dieser epirogenetischen Krustenbewegung stehen, findet in der Karte ihre Bestätigung.

Ergebnisse von Pilotaufstiegen im Gebiete von Island.

Von J. Georgi, Hamburg. — (Mit fünf Abbildungen.)

Aus den Pilotmessungen des Verfassers in Nordisland ergaben sich „Polarluftausflüsse“ von bisher unbekannter Höhererstreckung und Geschwindigkeit, die in der Wetterkarte nicht erkennbar waren, aber für die Ausbildung des Windfeldes auf dem Atlantik bedeutsam erscheinen. Zugleich werden die sämtlichen bisher in Island ausgeführten Aufstiege nach ihrer Windrichtung stufenweise zusammengefaßt und diskutiert.

Die ersten Pilotaufstiege auf Island wurden im Jahre 1909 in Akureyri ausgeführt durch Mag. phil. Thorkell Thorkelsson, jetzigem Direktor des isländischen Meteorologischen Dienstes (Vedurstofan). Sie wurden eingerichtet durch das Dänische Meteorologische Institut Kopenhagen für A. de Quervain anläßlich dessen erster Expedition nach Westgrönland. Eine weitere Serie von Aufstiegen von etwa halbjähriger Dauer erfolgte in gleicher Weise während der zweiten Expedition und der Durchquerung Grönlands durch de Quervain 1912/13.

Die aerologische Erforschung des Gebiets um Island, insbesondere der zwischen Island und Grönland befindlichen Dänemarkstraße bietet ein hohes theoretisches Interesse auf Grund der Darlegungen Exners über die Bildung eines Kältevorstoßes in Lee eines nordsüdlich verlaufenden Gebirgswalles.

Für die Wettervorhersage wichtig ist die häufig südlich von Island und Grönland beobachtete Regeneration von Westen kommender schwacher Depressionen.

Schließlich hat ein Studium der Höhenwindverhältnisse dieser Gegend eine aktuelle Bedeutung für die Frage des möglichen und zweckmäßigen Flugweges zwischen Europa und Nordamerika, für den rein geographisch durch die Landemöglichkeit auf Färöer, Island und Grönland günstige Bedingungen gegeben zu sein scheinen.

Die von mir zusammen mit Dr. Dannmeyer mit Unterstützung der Hamburgischen Hochschulbehörde und der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft nach Island ausgeführten Reisen sind in Fig. 1 dargestellt. Die Reise führte 1926 über Reykjavik und Isafjord nach dem Standquartier Adalvik, dem äußersten Punkte NW-Islands, und auf gleichem Wege zurück. 1927 er-

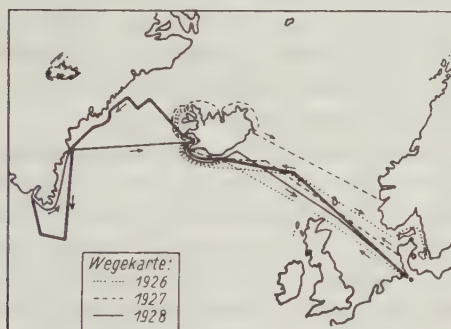


Fig. 1.

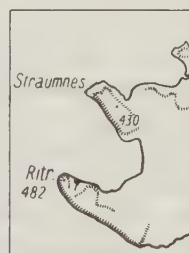


Fig. 2.
Lageplan der Station
Adalvik.

folgte der Hinweg wieder in dieser Weise, der Rückweg über Nord- und Ost-Island nach Bergen. Hierbei wurden zum erstenmal in diesem Gebiet Pilotaufstiege vom Schiff aus durchgeführt. Die dabei erreichte Höhe betrug 15600 m. In Fig. 1 ist ferner eingetragen die Reise des Vermessungs- und Forschungsschiffes „Meteor“ in diesem Sommer in die Gewässer von Island und Grönland. Als Teilnehmer dieser Reise hatte ich Gelegenheit, meine Beobachtungen der vergangenen Jahre in erwünschtester Weise von See aus zu ergänzen.

Das Standquartier am Rito (Adalvik, Fig. 2) war nach meteorologischen Gesichtspunkten ausgewählt. Um einwandfreie Verhältnisse für Pilotaufstiege zu gewinnen, war die große Erschwerung durch Aufenthalt in einer fast unbewohnten hafenlosen Gegend in Kauf genommen worden. Insbesondere bestand die Möglichkeit, daß die früheren Pilotaufstiege in Akureyri bei der Lage des Ortes am südlichen Ende eines langen, von hohen Bergen umgebenen Fjordes durch die Bodengestaltung beeinflußt seien. In der Tat ergab sich in den Mittelwerten ein Zurücktreten der nördlichen Winde gegenüber meinen Messungen. Es ist

dies verständlich, da nördliche Winde in Akureyri den Charakter von Aufgleitwinden haben werden, wobei die Bewölkung hohe Aufstiege erschwert. Im Gegensatz dazu werden südliche Winde Föhncharakter tragen, wodurch zwar die Aufstiegsbedingungen selbst verbessert, die Steigwerte der Ballone jedoch möglicherweise gefälscht werden. Es liegen zwei Fälle von der diesjährigen Reise mit „Meteor“ vor, wo in unmittelbarer Nähe der grönländischen Ostküste die Steiggeschwindigkeit zweier kurz hintereinander aufgelassener Ballone etwa 20 Proz. unter dem Mittel lag, während im übrigen die Streuung der Steiggeschwindigkeiten sehr gering war. Die Beobachtung von hohen Wolken mit Lenticularis-Charakter (a cu, ci cu) in Lee von Gebirgszügen ähnlicher Dimensionen deutet darauf hin, daß Föhnerscheinungen in hohe Luftschichten übergreifen können. Die Ursache ist nicht klar, es mag sich um von unten nach oben sich fort-pflanzende Gleichgewichtsstörungen handeln. Jedenfalls erreichen diese Störungen weit größere Höhen, als etwa der von W. Georgii abgeleiteten Einflußhöhe entspricht. Aus diesem Grunde gingen wir an den äußersten Vorsprung des ohnehin vom Hauptteil des Landes abgesetzten Nordwestzipfels. Hier konnten wir erwarten, von den Störungen der zentralen Gebirge frei zu sein. Die Beobachtungen scheinen diese Annahme zu bestätigen.

Im Jahre 1926 war der Hauptzweck unserer Reise, einen geeigneten Beobachtungsplatz auszuwählen. Doch wurden immerhin in Adalvik 18 Aufstiege ausgeführt, Maximum über 20 km. 1927 betrug die Zahl der Aufstiege 68, Maximum wahrscheinlich gegen 30 km. Außer diesen Messungen und den Beobachtungen einer Station erster Ordnung wurden Messungen der Sonnenstrahlung mit Michelson-Aktinometer und Spektral-Aktinometer Alt-Goldschmidt ausgeführt.

Um festzustellen, wieweit die Ergebnisse meiner Pilotaufstiege der Verallgemeinerung fähig seien, wurde eine Übersicht über sämtliche aus Nordisland bisher bekannten Aufstiegreihen angefertigt. Es sind dies die Reihen:

1909 April bis Juli (Akureyri),
 1912 September bis 1913 April (Akureyri),
 1926 Juli (Adalvik),
 1927 Juni bis Juli (Adalvik),

insgesamt 225 Aufstiege. Es wurde in bekannter Weise die Häufigkeit der Hauptwindrichtungen N, E, S, W ausgezählt. Das Ergebnis erscheint in Tabelle 1, einmal für jede Aufstiegreihe getrennt, zuletzt von sämtlichen Aufstiegen vereinigt*). Es ergibt sich, daß die Sommeraufstiege von 1909 und 1927 weitgehend vergleichbar sind. In den unteren Schichten überwiegt die Südkomponente, während 1909 westliche, 1927 östliche Richtung vorherrscht. Jedoch ist das

*) Die Tabelle ist so zu verstehen, daß zu jeder Höhenstufe jeder Aufstiegsreihe eine Gruppe von fünf Zahlen gehört, z. B. $\frac{34}{26} \frac{24}{30}$ 59, wobei 34 und 25 die Häufigkeitszahlen für N und S, 24 und 30 entsprechend für E und W sind, 59 Zahl der verwendeten Aufstiege.

Tabelle 1. Häufigkeit verschiedener Windrichtungen über Nordisland.

Höhe in km	I. 1909 IV.—VII.			II. 1912/13 IX.—IV.			III. 1926 VI.—VII.			IV. 1927 VII.			Σ 225 Aufstiege		
0.2	34	24	59	5	61	83	4	9	16	24	30	67	67	124	225
	25	30		78	22		6	3		38	33		147	88	
0.5	26	26	59	8	54	83	8	10	16	18	37	67	60	127	225
	33	32		75	29		8	5		47	27		163	93	
1	22	26	58	9	28	79	8	10	16	13	38	67	52	100	220
	36	32		70	51		7	6		48	28		161	117	
1.5	25	24	55	19	25	76	9	9	15	17	32	67	71	90	213
	30	31		57	51		5	5		44	30		136	117	
2	24	23	51	24	21	73	10	6	15	22	31	67	80	81	206
	27	28		49	52		4	6		41	31		121	117	
2.5	21	17	44	20	20	64	10	8	13	22	29	65	73	74	186
	23	27		44	44		3	5		34	33		104	109	
3	22	15	40	24	16	57	9	6	12	21	27	64	76	64	173
	18	25		33	41		2	5		37	34		90	105	
3.5	20	9	37	20	14	49	8	4	10	23	24	64	71	51	160
	17	28		29	35		1	5		32	37		79	105	
4	18	9	34	15	14	43	8	4	10	26	24	64	67	51	151
	15	25		28	29		2	5		31	34		76	93	
4.5	18	7	32	13	10	36	8	4	10	29	24	61	68	45	139
	14	25		23	26		2	5		21	35		66	91	
5	16	7	28	12	9	29	8	4	10	30	26	58	66	47	125
	12	21		17	20		2	5		24	32		53	77	
6	13	6	26	5	7	18	5	3	8	29	22	57	52	38	109
	13	20		13	11		2	5		27	30		55	66	
7	11	4	21	1	4	6	3	2	6	28	18	54	43	28	87
	10	17		5	2		3	4		25	31		43	54	
8	11	4	19	—	2	4	4	1	6	28	19	52	43	26	81
	8	15		4	2		2	5		23	27		37	49	
9	11	3	14	—	—	3	2	1	6	25	18	45	38	22	68
	3	11		3	3		2	5		20	24		28	43	
10	8	2	10	—	—	2	1	1	5	23	18	44	32	21	61
	2	8		2	2		3	4		20	21		27	35	
11	5	1	7	—	—		1	1	4	24	19	44	30	21	55
	2	6					3	3		19	23		24	32	
12	2	—	3	—	—		1	1	4	22	17	40	23	18	47
	1	3					2	3		18	23		21	29	
13	1	—	1	—	—		1	1	4	21	12	35	23	13	40
							3	3		13	22		16	26	
14							1	1	3	16	8	26	17	9	29
							2	2		10	18		12	20	
15							1	1	3	8	5	17	9	6	20
							2	2		8	12		10	14	
16							1	—	3	4	8	12	5	4	15
							2	3		8	4		10	11	
17							1	—	2	2	1	7	3	2	9
							—	2		4	5		5	7	
18							—	—	1	3	2	5	3	2	6
							1	1		3	4		4	5	

N	E	z
S	W	

z = Zahl der verwendeten Aufstiege.
 Stark umrahmte Teile: N > S.
 Punktirt „ „ E > W.

Übergewicht der östlichen über westliche Winde nur gering. In mittlerer Höhe, 1909 bei 3 km, 1927 bei 4.5 km tritt ein Überwiegen der Nordkomponente auf, verbunden mit Westwind. Diese Kombination mit vorherrschendem NW reicht hinauf bis etwa 14 km. Darüber überwiegt in allerdings nur 12 Fällen wieder SW. Auch 1926 findet sich von 1 bis 3 km NE, von 3,5 bis 8 km vorherrschend NW, darüber wieder SW.

Gänzlich verschieden ist der Typus der Aufstiege 1912/13. Hier überwiegt bei 83 Aufstiegen sehr ausgesprochen in allen Höhenschichten S und über 1000 m W. Erheblich von diesen mittleren Verhältnissen weicht nur die zweite Aprilhälfte 1913 ab, mit überwiegendem SE-Wind. Sehr auffällig und vorläufig nicht zu erklären ist das fortdauernde Zurücktreten der Nordkomponente in den Häufigkeitswerten dieses Jahres. Ein jahreszeitlicher Einfluß ist kaum

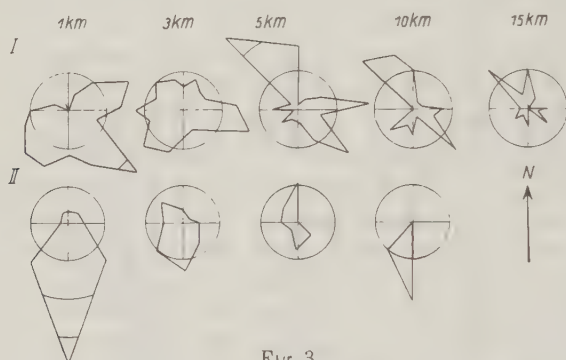


Fig. 3.

Häufigkeit verschiedener Windrichtungen über N-Island.

I: Adalik Juni—Juli 1926 und 1927.

II: Akureyri April—Juli 1909.

anzunehmen. Wenn die Häufigkeit nördlicher Winde für den Sommer charakteristisch wäre, so wäre sie wahrscheinlich in der Periode 1912/13 entweder im Herbst oder im April angedeutet gewesen. Da in den bodennahen Schichten die Zirkulation in den Wintermonaten verstärkt ist, sollte anzunehmen sein, daß dasselbe auch in der Höhe der Fall ist. So bleibt vorläufig als einziger Erklärungsversuch die oben ausgesprochene Vermutung, daß eine unbeabsichtigte Beschränkung der Nord-Nordwestwinde infolge der bei nördlichen und südlichen Winden verschiedenen Bewölkungsverhältnisse eingetreten ist, während diese Auslese bei den Aufstiegen von 1909 ($N > S$ von 3 bis 13 km) vielleicht infolge zufälliger günstiger Witterungsverhältnisse nicht eintrat.

Ein auf wenige Schichten beschränktes, aber klareres Bild geben die Windrosen der Häufigkeit, die in Fig. 3 für die Höhenschichten 1, 3, 5, 10 und 15 km der Aufstiege 1926/27 (I) und 1912/13 (II) gezeichnet sind. In der obersten Reihe ist sehr deutlich zu sehen, wie sich der Nordwind erst in 3 km durchzusetzen beginnt und in 5 bis 15 km außerordentlich klar hervortritt. Das gleiche Bild

ist noch in 20 km angedeutet. Dagegen tritt der anfänglich überwiegende SE in der Höhe zurück. Die Windrosen von 5 bis 15 km gleichen den Windverhältnissen in einem von NW zu SE verlaufenden Tal, in dem nur zwei Hauptrichtungen praktisch vorkommen. In den Aufstiegen von 1913 erkennen wir den gleichen Typus nur in den Höhen 3 und 5 km schwach angedeutet. Auf das gänzliche Überwiegen der Südkomponente in 10 km ist nach dem oben Gesagten kein besonderer Nachdruck zu legen. Der vorherrschende Südwind in 1 km Höhe ergibt sich aus den orographischen Verhältnissen von Akureyri.

In einer kurzen Betrachtung über die Windverhältnisse in Island an Hand der Aufstiege von 1909 (Jahrb. d. Wiss. Ges. f. Luftfahrt 1927, S. 102) hat W. Georgii die Höhenwinde über Akureyri nach E- und W-Komponente getrennt diskutiert. Er hat aus dem Überwiegen der E-Komponente in den unteren Schichten, der W-Komponente in der Höhe auf ein bestimmtes Windsystem dieser Anordnung geschlossen, das er mit den Verhältnissen über Westgrönland vergleicht. Wie schon aus seinen Zahlen hervorgeht, und wie auch die Auszählung aller späteren Aufstiege und noch klarer die Windrosendarstellung zeigt, ist die Streuung der Häufigkeitswerte der einzelnen Höschichten zu groß, um eine derartige beständige Schichtung anzunehmen, wofern man von den durch Gebirgseinflüsse gefälschten Richtungen absieht. Im Gegenteil scheint das doppelte Häufigkeitsmaximum im N- und S-Quadranten für alle Höhen über 3 km ein Auftreten zweier entgegengesetzter Windsysteme mit annähernd gleicher Häufigkeit zu ergeben, das durch eine Pendelung um zwei extreme Lagen erklärt werden kann. Wie bereits de Quervain ausgeführt hat, ist eine Erklärung dieser Erscheinung an Hand der Druckverteilung im Meeresniveau sehr schwierig. Nach dem Verlauf der Bodenisobaren müßte bis in größere Höhe NE-Wind vorherrschen. Dieser tritt jedoch oberhalb 1 km gänzlich zurück. Wir müssen annehmen, daß die in größerer Höhe einander periodisch ablösenden entgegengesetzten Strömungen einer größeren Zirkulation angehören, die sich nur stark verzerrt in den Bodenisobaren widerspiegelt.

Wie schwer in diesem Gebiet Bodenisobaren und Höhenwinde in Einklang zu bringen sind, sollen die Fig. 4 und 5 veranschaulichen. Am 17. Juli 1926 lag die Beobachtungsstation am nördlichen Rand eines flachen Tiefdruckgebiets. Dementsprechend finden wir in 1000 m schwachen E-Wind. Doch schon in 2 km tritt N-Strömung auf, die bis 5 km anhält. Von 8 bis 20 km herrscht zum Teil starker W-Wind. Wir müssen annehmen, daß das Tiefdruckgebiet der Wetterkarte kaum höher als 1 km reicht, und daß der ostwestliche Isobarenverlauf in der Höhe von 3 bis 5 km durch nordsüdlichen Verlauf ersetzt wird. Erst der stetige W von 9 bis über 20 km entspricht der großen Westwindtrift, die in breitem Strom in das Nordmeer setzt. Sie ist in diesem Falle, auch entsprechend den Bewölkungsbeobachtungen (hohe Aufzugsbewölkung) als Strömung an der Vorderseite des imaginären Polarwirbels aufzufassen. Wenige Stunden später, am 18. Juli, tritt Nebel aus NE als Anzeichen für den Wetterumschwung auf. Am 19. gelingt in kurzer Pause zwischen zwei Regen-

böen ein Pilot bis 16 km, der in allen Höhen starke östliche bis südöstliche Winde zeigt. Im Einklang mit der Windverstärkung hat sich auch die Depression erheblich vertieft. Wie Fig. 5 zeigt, befindet sich der Aufstiegsort nun auf der Vorderseite der Depression in der Nähe des Kernes. Wir müßten also erwarten, in der Höhe die vom 17. bekannte W-Strömung wiederzufinden. Es ist aber unmöglich, die Strömungsbilder der beiden Tage kontinuierlich und im Einklang mit dem Zyklonenschema auseinander abzuleiten, da ein vollständiger Wechsel des Strömungsbildes erfolgt ist. Auch hier werden wir zu der Ansicht geführt, daß in der Gegend von Island Luftmassen subtropischer und subpolarer Herkunft unvermittelt aufeinandertreffen, wobei gemäß diesen Pilotmessungen die Begrenzungsflächen der verschiedenen Luftkörper sehr steil, vielleicht sogar senkrecht verlaufen können.

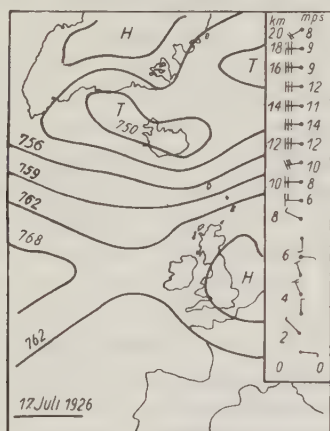


Fig. 4.

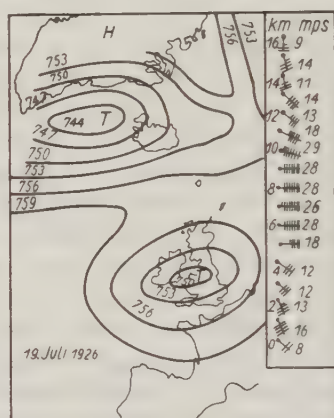


Fig. 5.

Die Untersuchung dieser Rückseitenströmung hat sich als besonders fruchtbar erwiesen. Wir werden sie als Polarströmung bezeichnen, um die nördliche Herkunft, nicht aber die Temperatur zu bezeichnen. Während der Beobachtungsperiode von 1927 wurden zwei Polarluftausbrüche von jeweils 4 bis 5 Tagen Dauer beobachtet, deren Ergebnis in Tabelle 2 zusammengestellt ist. In der Hauptsache zeigt sich, daß oberhalb einer vorwiegend südlichen Bodenschicht (bis 2 km) eine nach Richtung und Geschwindigkeit einheitliche Nordströmung bis über 10 km hinaufreicht, also jedenfalls die gesamte Troposphäre erfaßt. Sie unterscheidet sich schon durch diese beiden Eigenschaften wesentlich von den Ausflüssen kalter polarer Luft, die Exner und Defant näher untersucht haben, deren Höhe nur wenige Kilometer beträgt und die infolge ihres spezifischen Gewichts sich längs des Erdbodens ausbreiten. In unserem Falle würde es mit den Gleichgewichtsbedingungen nicht vereinbar sein, daß wesentlich kältere Luft tagelang über entgegengesetzt strömender wärmerer Luft dahin gleitet,

ohne diese nach unten hin zu durchbrechen oder zu verdrängen. Ein Vorstoß echter polarer Kaltluft ist wegen des hohen Raumgewichts auch stets mit steigendem Luftdruck verbunden. In einer Schicht von 10 km hätte der Barometeranstieg außerordentlich hoch sein müssen. Statt dessen finden wir vom 25. bis 26. Juni einen Barometerfall von 768 zu 758 mm, am 27. wieder Anstieg auf 764 mm, am 28. Fall auf 760 mm. Auch vom 17. bis 21. Juli ist die Tendenz zum Druckfall festzustellen, anstatt zum Druckanstieg. Der Maximaldruck am 17. Juli betrug 767 mm.

Ebenso wäre über einer kalten Luftmasse eine Winddrehung zu erwarten. Das Vorhandensein einer 10 km hohen gleichmäßigen Strömung ist nur möglich, wenn in jeder Höhe der Schwerpunkt der Hochdruckseite (hier im NW-Quadranten) höher liegt als derjenige der entsprechenden Luftmassen auf der Tiefdruckseite. Wir müssen also die in Tabelle 2 dargestellten Polarluftausflüsse als relative Warmluft ansprechen. Es kann vorläufig nur vermutet werden, daß es Luftmassen sind, die mit SW-Komponente mit dem Golfstrom in das Nordmeerbecken eingeströmt sind. Die Polarluftausflüsse zwischen Island und Grönland würden den Abfluß dieser Luftmassen nach südlichen Breiten darstellen. Dieser Rückfluß muß periodisch die normale südwestliche Strömung an der Südspitze Grönlands durchbrechen, und hierin scheint ein Fingerzeig für die Periodizität der Zyklonenfamilien zu liegen.

Eine gewisse Schwierigkeit liegt darin, daß bei diesen Polarluftausbrüchen die Hauptwindrichtung (N bis NW) nicht der Längsachse der Dänemarkstraße (NNE) entspricht. Es könnte scheinen, als bestände ein innerer Zusammenhang mit dem ebenfalls nordwestlichen Föhn der Ostgrönlandküste. Doch ist diese Vermutung abzulehnen. Einmal zeigten bei sonstiger Föhnlage einige in diesem Jahre von mir an der ostgrönländischen Küste ausgeführte Pilotaufstiege keine Andeutung ausfließender Strömung. Auch nach mündlicher Mitteilung von Dr. Dombrava, der 1927/28 in Angmagalik überwinterte, ist dort der klassische Inlandeisföhn nicht beobachtet worden. Auch in Westgrönland reicht nach Mitteilung von Professor Hobbs der Föhn nicht weit auf See hinaus. Außerdem muß die grönländische Zirkulation eine Zweischichtung aufweisen mit ausströmender Luft an der Oberfläche, einströmender in der Höhe. So muß zunächst auf eine Erklärung der Richtungsabweichung unserer Polarluftausflüsse verzichtet werden. Möglich ist eine Beeinflussung durch die westöstliche Windbewegung im ungestörten Stromfeld. Eine zyklonale Ablenkung von Kaltluftmassen hat Exner dadurch erklärt, daß durch den Einbruch die vorherrschende westliche Luftbewegung abgeriegelt wird und in Lee der Kältezunge ein Tiefdruck entsteht, um den die Kaltluft herumströmt.

Von der ungeheuren Gewalt dieser Luftströmung bekam ich einen lebhaften Eindruck gelegentlich der diesjährigen „Meteor“-Reise. Am 17. und 18. August 1928 befand sich „Meteor“ im Abstand von etwa 50 Meilen von der grönländischen Ostküste in einem derartigen „warmen“ Polarluftausbruch mit Nordwind, Stärke 10 bis 11 bei einer Lufttemperatur von 6 bis 8°. Es wurden

Tabelle 2.
a) Polarluftausfluß vom 25. bis 28. Juni 1927.

Höhe = Zeit	25. 6	16.40	—	20.30	—	23.55	26. 6	5.35	28. 6	2.50	—	9.0	—	15.30
0 km	NWzN	2.5	NNW	2.0	SWzS	3.1	SWzW	2.7	WzN	0.9	SWzS	0.9	EzS	1.8
2 "	S	5.2	SW	8.0	SW	12.8	SWzW	16.6	WNW	1.5	EzS	5.7	SSE	6.4
5 "	NNW	4.5	NNW	10.5	NWzN	8.0	W	10.3	NWzN	5.2	NNW	4.8	WNW	8.4
10 "	NNW	34.7	NNW	25.6	NNW	14.3	NW	8.9	NW	19.7	NWzN	30.2	NW	26.1
15 "	NNW	49.4	NWzN	71.0	NWzN	34.4	NW	28.0	NW	24.2	NWzN	30.8	—	—

b) Lufttransport ($10 \times v \times \varrho$)

Höhe	31	25	39	34	11	11	22
0 km	52	81	129	167	15	57	65
5 "	33	77	59	76	38	35	62
10 "	162	120	67	42	92	141	122
15 "	96	138	67	55	47	60	—

c) Polarluftausfluß vom 17. bis 21. Juli 1927.

Höhe = Zeit 0 km 2 "	Mittel der Aufstiege jedes Tages. Zahl der gemittelten Werte in der besonderen Spalte.														
	17.7	18.7		19.7		20.7		21.7							
SW	7.1	5	SW	14.0	4	SWzS	2.0	3	SzW	1.3	2	WzN	6.0	1	
WNW	6.6	5	WzN	11.8	4	NW	5.5	3	NE,W	—	.	SSW	6.0	.	
<hr/>															
NNW	12.5	5	NW	14.3	4	NWzN	14.5	4	NNW	14.1	2	NWzW	5.3	.	
N	31.3	4	NWzW	27.1	3	NNW	32.5	3	NNW	26.9	2	NWzW	12.5	.	
NzW	53.7	2	NzW	38.6	1	NzW	60.2	2	NNW	36.5	2	NWzW	24.3	.	

d) Lufttransport (wie oben).

0 km	89	—	175	—	25	—	16	—	75
2 "	67	—	119	—	55	—	—	—	60
5 "	97	—	105	—	106	—	103	—	39
10 "	154	—	134	—	160	—	135	—	59
15 "	105	—	75	—	117	—	71	—	47

mehrfach Stundenmittel der Windgeschwindigkeit von 25 m/sec gemessen. Die Richtungsabweichung des Windes vom Küstenverlauf betrug hier nur etwa 15 bis 20°.

Wie ein nochmaliger Blick auf Tabelle 2 zeigt, werden während solcher Perioden ungeheure Luftmassen südwärts verfrachtet. Als mittlerer Lufttransport in der Höschicht 5 bis 15 km ergibt sich der Wert von 7.8 kg je Quadratmeter und Sekunde für die Periode vom 25. bis 28. Juni, 10.1 kg je Quadratmeter und Sekunde für 17. bis 21. Juli 1927. Das Mittel der Luftversetzung dieser Schicht ergibt sich aus 20 Aufstiegen während dieser Polarluftausflüsse zu 9,3 kg/qm/sec. Mit dem Wert 7.0 kg/qm/sec läßt sich der Massentransport längs der Dänemarkstraße (300 km Breite angenommen) zu $2 \cdot 10^{12}$ t im Tag abschätzen. Besonders bemerkenswert ist für die Mechanik dieser Umsetzungen, daß das Maximum der Windversetzung in 10 bis 15 km Höhe liegt. In dieser Höhe muß daher der Luftdruckgradient seinen größten Wert haben. Es kann nicht zweifelhaft sein, daß die weitere Erforschung dieser Verhältnisse auch Aufschlüsse über die aus der Bodenwetterkarte schon längst bekannte Neubildung oder Verstärkung der nordatlantischen Depressionen geben kann.

Referat über die Polarfront- und Äquatorialfronttheorien.

Von G. Stüve. — (Mit sieben Abbildungen.)

Nach der ursprünglichen Theorie von Bjerknes existieren in einer jeden gut entwickelten Zyklone zwei Konvergenzlinien (Fig. 1), die ein Gebiet warmer Luft einschließen. Dieses Gebiet heißt der warme Sektor. Die Konvergenz östlich des warmen Sektors, von Bjerknes als Kurslinie bezeichnet, trägt heute den Namen Warmfront. An ihr beginnen die warmen Luftmassen aus dem warmen Sektor über die östlich und nördlich liegenden kalten aufzusteigen, wodurch in dem Gebiet der kalten Luft entlang der Warmfront eine Niederschlagszone mit nicht sehr heftigen, aber anhaltenden Niederschlägen entsteht. Nachdem die kalte Luft das Zentrum der Zyklone umkreist hat, dringt sie von Westen her gegen den warmen Sektor vor und hebt hier die warme Luft. Die Vertikalbewegungen sind kräftig, aber unregelmäßig und es entstehen die Niederschlagsschauer. Die hier auftretende Konvergenzlinie, von Bjerknes als Böenlinie bezeichnet, heißt heute Kaltfront. Das ganze Bewegungsfeld, wie es hier beschrieben ist, ist in Fig. 1 deutlich sichtbar, so daß sich ein weiteres Eingehen hierauf erübrigt.

Aus diesem Bewegungsmechanismus ergibt sich nun sofort die ganze Entwicklung einer Zyklone: An einer Trennungslinie zwischen kalter und warmer Luft, die im wesentlichen westöstlich gerichtet ist, bildet sich zunächst eine schwache Ausbuchtung, die die erste Anlage des warmen Sektors darstellt,

indem in dieser Ausbuchtung die warme Luft immer weiter nördlich dringt. Dabei entsteht dann die Bewegung wie oben beschrieben. Da nun nördlich der warmen Front die Hauptbewegungsrichtung der kalten Luft parallel mit der warmen Front verläuft, bewegt sich diese nur langsam. An der Kaltfront dagegen stößt die kalte Luft mehr oder weniger senkrecht zur Front gegen die

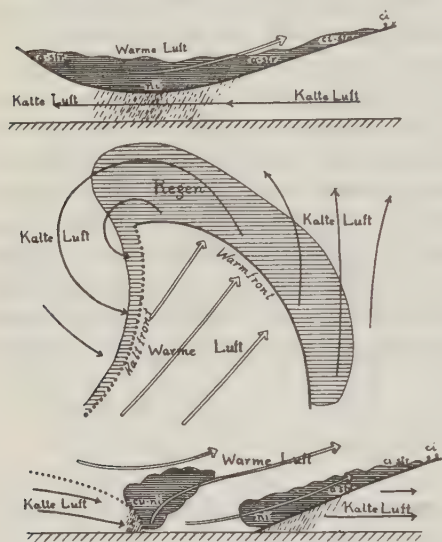


Fig. 1.



Fig. 2.

warme vor, so daß diese größere Bewegungsgeschwindigkeit besitzt. Es muß also der warme Sektor immer schmaler werden, wobei er sich nach Norden ausdehnt. Nach einer gewissen Zeit hat die Kaltfront die Warmfront erreicht und die warme Luft ist gänzlich vom Boden abgehoben. Es ist eine Okklusion entstanden. Damit beginnt das Absterben der Zyklone, denn nach Bjerknes ist die Energie, die einer Zyklone zur Verfügung steht, abhängig vom warmen Sektor. In Fig. 2 sind vier Entwicklungsstadien einer Zyklone (I, II, III, IV) dargestellt.

Die Kaltfront und Warmfront stellen zusammen die Polarfront dar, die, wie in Fig. 2 ersichtlich, eine Anzahl von Zyklonen enthält. Dabei ist die Zyklone IV im Zustande des Absterbens. Sie wird also allmählich ganz verschwinden und es wird zunächst die Zyklone III in diesen Zustand geraten. Die weitere Entwicklung ergibt sich also, wenn man sich vorstellt, wie die Zyklonen allmählich an der Polarfront ostwärts wandern und

die Form der nächst höheren Nummer annehmen. Im Westen entstehen immer neue Ausbuchtungen, die sich in der beschriebenen Weise entwickeln. Da nun hinter jeder Zyklone die kalte Luft immer weiter südlich vordringt, muß jede neue auch weiter südlich entstehen, bis schließlich ein Durchbruch der kalten Luft bis ins Passatgebiet die weitere Zyklonenentwicklung beendet. An der Westseite dieses großen Kältedurchbruchs beginnt dann weit im Norden wieder

eine neue Serie von Zyklonen sich zu entwickeln. Eine solche Serie nennt Bjerknes eine Zyklonenfamilie. In den Gebieten des Kältevorstoßes nach Süden liegen Antizyklonen, und zwar zwischen den einzelnen Zyklonen die kleinen rasch wandernden und in dem großen Kältevorstoß nach Abschluß einer Familie die großen stationären Antizyklonen.

Gegen diese Theorie sind nun in der Hauptsache zwei Einwendungen gemacht worden. Erstens fehlt die in den Hochdruckgebieten beobachtete Abwärtsbewegung der Luft und zweitens lassen sich die beobachteten Druckänderungen nicht in genügendem Maße erklären. Das letztere ist geschehen von v. Ficker und Schmauss. Der erstere hat gezeigt, daß zweierlei Arten von Druckwellen die Entwicklung der Hoch- und Tiefdruckgebiete beeinflussen, die er als obere und untere Druckwellen bezeichnet. Die oberen Druckwellen finden an der Stratosphärengrenze statt und haben eine andere Bewegung als die unteren Druckwellen, die man mit der Bewegung der Polarfront in Beziehung setzen kann. Von einem anderen Gesichtspunkt ausgehend, hat Schmauss den Begriff der Äquatorialfront eingeführt, die ebenfalls Druckveränderungen erklären kann, welche aus der Betrachtung der Polarfront allein nicht abgeleitet werden können. Der Sinn dieser Anschauung ist aus Fig. 3 zu ersehen. Sie stellt einen Schnitt durch die Atmosphäre vom Äquator bis zum Pol AP dar. Die Scharen paralleler Linien geben schematisch Linien gleicher potentieller Temperatur. In der Troposphäre T nimmt die potentielle Temperatur nach Süden und mit der Höhe zu. Die Linien müssen also nach Norden ansteigen. In der eigentlichen Stratosphäre S können wir in erster Annäherung horizontal und vertikal Isothermie annehmen. Die Linien gleicher potentieller Temperatur müssen horizontal verlaufen und enger liegen als in der Troposphäre mit Temperaturabnahme. Zwischen Troposphäre und Stratosphäre existiert in niederen Breiten eine Zone mit Temperaturzunahme, ein Inversionsgebiet J . Die Inversion ist je größer, in desto niedrigere Breiten man sich begibt. Hier liegen die Linien gleicher potentieller Temperatur noch enger als in dem isothermen Gebiet. Sie müssen nach Norden abfallen, da hier die Temperatur nach Norden zunimmt. In höheren Breiten findet der Übergang zur Stratosphäre nicht durch eine Inversion statt, sondern der Normalgradient der Troposphäre geht allmählich in eine Isothermie über. Diese Zone ist in Fig. 3 mit U bezeichnet. Tritt in diesem hier beschriebenen System eine Bewegung nach Norden ein, so wird in dem Gebiet J , da warme Luft durch kältere ersetzt wird, ein Druckanstieg hervorgerufen. Es entsteht nach Schmauss durch einen Ausbruch des äquatorialen Systems ein Hochdruckgebiet. Diese Wirkung erfolgt aber nur, solange diese Bewegung aus Süden südlich des Punktes a vor sich geht, da in der Zone U eine solche Bewegung nicht diesen Effekt hat. a kann als Punkt der Äquatorialfront bezeichnet werden. Da die norwegischen Untersuchungen überwiegend in der Zone unter U stattfanden, ist erklärlich, weshalb Bjerknes durch die Ausbrüche der Äquatorialfront nicht in seinen Untersuchungen beeinflusst wurde.

Es soll noch bemerkt werden, daß die Inversion an der Stratosphärenengrenze keine Gleitfläche in einem noch zu erörternden Sinne darstellt. Da, wie wir sehen werden, Gleitbewegungen nur parallel Flächen gleicher potentieller Temperatur vor sich gehen, sieht man aus Fig. 3, daß Luftmassen ohne weiteres aus der Troposphäre in die Stratosphäre und umgekehrt gelangen können. Es findet dabei nur Schrumpfen bzw. Strecken der Schichten statt. Durch die beschriebenen meridionalen Bewegungen der Luftmassen werden also Druckänderungen hervorgerufen, die mit den von Ficker untersuchten oberen Druckwellen identisch sind. Auf die Beziehung zwischen den oberen und den unteren Druckwellen wird noch eingegangen werden.

Daß in dem Bjerknesschen Schema nur Gleitbewegungen mit aufwärts gerichteter Komponente vorkommen, liegt wahrscheinlich daran, daß er von

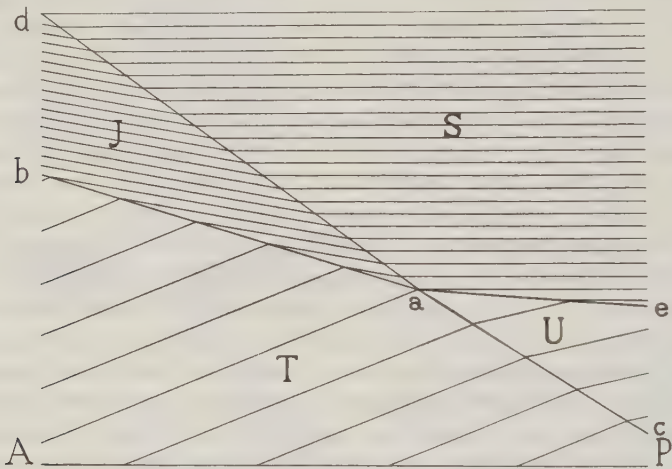


Fig. 3.

dem Gedanken ausgegangen ist, das kalte Luft schwerer ist als warme und sich infolgedessen unter dieser ausbreiten muß, bis eine horizontale Gleichgewichtslage der Trennungsfläche erreicht ist. Dabei ist aber die Erdrotation nicht berücksichtigt, die, sobald Bewegung eintritt, Corioliskräfte hervorruft, die bedingen, daß die Gleichgewichtslage durch eine geneigte Fläche dargestellt wird. Sobald nun die wirklich vorhandene Neigung der Trennungsfläche von dieser Gleichgewichtslage abweicht, müssen Beschleunigungen auftreten, die sowohl vertikale Ab- als auch Aufsteigbewegungen verursachen können. Sind die Bewegungen und Temperaturen der beiden Luftmassen bekannt, so kann man nach den Helmholtz-Margulesschen Gleichgewichtsbedingungen die Gleichgewichtslage der Trennungsfläche berechnen. Sind auch noch die Beschleunigungen bekannt, so ergeben Formeln von Exner die Neigung der Fläche bei den auftretenden Beschleunigungen. Es hat sich nun nachweisen

lassen, daß bei bestimmten Vorzeichen der Differenz der beiden so berechneten Neigungswinkel auch die Beschleunigungen bestimmte Vorzeichen haben. Es hat sich herausgestellt, daß bei einer Fläche, deren Neigungswinkel größer ist als er im beschleunigungsfreien Falle sein würde, die warme Luft eine Beschleunigung aufwärts, die kalte dagegen eine abwärts erhält. Das Umgekehrte tritt ein bei Flächen, die gegenüber dem unbeschleunigten Falle zu flach verlaufen. Die Theorie verlangt also, daß sowohl Aufgleitflächen als auch Abgleitflächen existieren. Aerologische Untersuchungen an einzelnen Beispielen haben nun die Möglichkeit gegeben, daß Bjerknesssche Zyklonenmodell so zu ergänzen, daß auch Abgleitflächen in demselben auftreten, und daß auch die Abwärtsbewegung in antizyklonaden Gebieten erklärt wird. Dabei hat sich herausgestellt, daß Abgleitbewegungen auch weit in die Zyklone hinein vorkommen können. Auf die Einzelheiten der so ergänzten Theorie soll hier nicht näher eingegangen werden. Wohl aber auf die Eigentümlichkeiten der Gleitflächen und ihre Bedeutung für die atmosphärischen Vorgänge. Wie schon angedeutet, können die Gleitbewegungen nur parallel den Flächen gleicher potentieller Temperatur vor sich gehen. Denkt man sich nämlich eine Inversion, die nicht parallel den Flächen gleicher potentieller Temperatur liegt, sondern steiler, so wird bei Gleitbewegungen mit vertikaler Komponente die Inversion ihren Betrag ändern und es treten Zusatzbeschleunigungen auf, die den vorhandenen Vertikalbewegungen entgegengesetzt sind, wie man sich überzeugen kann, wenn man die Helmholtz-Margulesschen Gleichgewichtsbedingungen mit den von Exner gegebenen Bedingungen für beschleunigte Bewegungen vergleicht. Es wird also in diesem Falle die Vertikalkomponente der Gleitbewegung vernichtet. Ist andererseits die Inversionsfläche weniger geneigt als die Flächen gleicher potentieller Temperatur, so treten bei vertikalen Gleitbewegungen Beschleunigungen auf, die diese verstärken. Dabei muß entweder die Diskontinuität verschwinden, da die Inversion Null wird oder es muß ein vollkommener Umsturz der Luftmassen stattfinden, so daß auch in diesem Falle ein stetiger Ablauf der Vorgänge unmöglich ist. Es bleibt also nur der Grenzfall übrig, daß die Inversionen parallel den Flächen gleicher potentieller Temperatur verlaufen, wenn anhaltende Auf- oder Abgleitbewegungen stattfinden sollen, wie wir sie in der Natur beobachten. Diese Betrachtungen gelten für trockene Luft. Sobald Kondensation eintritt, ist statt der potentiellen die pseudopotentielle Temperatur zu setzen.

Bjerknes gibt bereits in seinem Zyklonenmodell an Hand der betrachteten Vertikalbewegung die Entstehung bestimmter Wolkenformen an. Abgesehen von den Ci-Str, die er fälschlich an eine Aufgleitfläche legt, erklärt er die Entstehung des A-Str, A-Ni und des Ni an der Aufgleitfläche, die der warmen Front am Boden entspricht und des Cu-Ni an der Aufgleitfläche, die der Kaltfront am Boden entspricht. Diese beiden verschiedenen Aufgleitflächen sind wegen des verschiedenen Charakters der Bewegung der warmen Luft als aktive und passive Aufgleitfläche unterschieden worden, ebenso wie

man eine aktive und passive Abgleitfläche unterscheidet, je nachdem, ob die warme Luft sich relativ zum Boden rascher oder langsamer bewegt als die kalte Luft. Da nun Aufgleiten nicht nur oberhalb einer Diskontinuität, sondern auch unterhalb einer solchen stattfinden kann, besteht auch die Möglichkeit der Wolkenbildung unterhalb derselben. Solche rein advektive Wolkenbildung, wie wir sie an den Aufgleitflächen beobachten, tritt unterhalb Abgleitflächen wohl nie ein, da hier konvektive Wolkenbildung überwiegt. Diese geschieht durch Austausch innerhalb der Schicht zwischen zwei Diskontinuitäten. Da eine Diskontinuität stets eine mehr oder weniger kräftige Sperrschicht für den Austausch darstellt, wird man letzteren nur in den Zwischenschichten finden. Ist eine solche Zwischenschicht z. B. 1000 m dick, so strebt die Feuchtigkeitsverteilung infolge des Austausches einem Zustande zu, bei den bei mittleren Temperaturen die relative Feuchtigkeit unterhalb der oberen Sperrschicht gerade doppelt so groß ist als oberhalb der unteren Sperrschicht. Es wird also durch den Austausch Feuchtigkeit nach oben geschafft, so daß bei genügend großer mittlerer Feuchtigkeit in einer Schicht zwischen zwei Inversionen sich leicht Wolken unterhalb der oberen der beiden bilden können. Ist diese auch noch eine Abgleitfläche, so wird advektiv die Wolkenbildung begünstigt. So kann die Bildung des Str-Cu und A-Cu erklärt werden, mit einiger Modifikation unter Berücksichtigung der Turbulenz der unteren Schichten und etwaiger Verdunstung von Niederschlägen auch die Bildung von Fra-Ni und Fra-Str. Hierbei wird als untere Sperrschicht die Erdoberfläche einzusetzen sein. Zu all diesen Vorgängen kommt noch die Hebung ganzer Luftschichten durch atmosphärische Vorgänge unterhalb derselben oder durch orographische Verhältnisse, die auch in den Fällen, wo die Feuchtigkeit nicht zur Bildung von Wolken unterhalb der Inversion ausreichte, nunmehr die Wolkenbildung erklärt. Hierher gehört die Entstehung von Wolkenkappen, Wolkenschirmen und Hinderniswolken, die fast stets oben durch eine Inversion begrenzt werden. Man erkennt die große Bedeutung der Gleitflächen für die Bildung der Wolkenformen und für die Wolkenniveaus.

Die Bedeutung der Druckwellen für die Entwicklung der Zyklonen geht aus folgender Betrachtung hervor: Wie wir sahen, findet sich in der oberen Troposphäre, bedingt durch die Temperaturverteilung der Stratosphäre, ein Druckgefälle von Süden nach Norden. Treten nun in der oben beschriebenen Weise hier Abweichungen von den normalen Druckverhältnissen ein, so daß an manchen Stellen das äquatoriale Hochdruckgebiet nach Norden vorgestoßen ist, während in den dazwischen liegenden Gebieten der Druck unternormal ist, so würde man auch am Boden die gleiche Druckverteilung beobachten, da sich das Druckfeld nach unten überträgt, d. h. wir hätten auch unten wellenförmigen Verlauf der Isobaren mit tiefem Druck im Norden, wenn in der Troposphäre kein nordsüdlicher Temperaturgradient vorhanden wäre. Der wirkliche Gradient bedingt aber eine Druckabnahme nach Süden, so daß sich aus dem troposphärischen und dem stratosphärischen Druckanteil Hoch- und Tiefdruckgebiete

ergeben, die von Westen nach Osten abwechselnd aufeinander folgen. Durch diese Druckverteilung muß nun auch in der Troposphäre eine Bewegung einsetzen, die stellenweise Luft nach Norden und stellenweise nach Süden befördert, und zwar liegen die Gebiete mit Südkomponente der Bewegung an der Westseite, die mit Nordkomponente an der Ostseite der stratosphärischen Hochdruckausläufer. Wegen der in der Troposphäre nach Norden fallenden Temperatur werden unter dem Einfluß des Luftdrucks und der daraus zu folgender Bewegung, die Isothermen in der Troposphäre ebenfalls wellenförmigen Verlauf zeigen, wobei die Phasen der Temperaturwellen unten gegen die der Druckwellen oben so verschoben sind, daß das wärmste Gebiet unten gegen den tiefsten Druck, oben um eine viertel Wellenlänge nach Osten verschoben ist. Die Verhältnisse sind in Fig. 4 dargestellt. Es geben die ausgezogenen Kurven das Druckfeld der Stratosphäre, die gestrichelten das Temperaturfeld der Troposphäre an. Bedenkt man nun, das kalte Luft einen höheren Druck ausübt als warme, so folgt daraus, daß man die Isothermen der Troposphäre als Isobaren ihres Druckanteiles auffassen kann. Man kann also das stratosphärische und troposphärische Druckfeld addieren und erhält so den Druck am Boden bzw. in den unteren Troposphärenschichten. Er ist in der Fig. 4 dargestellt durch punktierte Linien. Vergleicht man nun die beiden Druckfelder unten und oben, so sieht man, daß die Achsen der Tiefdruck- und Hochdruckgebiete nach Westen ansteigen. Wendet man wieder das barische Windgesetz an, so kann man Schlüsse ziehen auf die weitere Bewegung der Luftmassen und damit die Bewegung der Isothermen. Aus der Fig. 4 erkennt man ohne weiteres, daß die Amplituden der Isothermen, die der Einfachheit halber als Sinuslinien dargestellt sind, sich vergrößern. Weiter sieht man, daß sich die Temperaturwellen ostwärts verlagern, daß sich also die Phasendifferenz zwischen unterer und oberer Druckwelle vergrößert. Führt man eine entsprechende graphische Rechnung durch, so sieht man weiter, daß sich das Zentrum der Zyklone am Boden nicht genau ostwärts bewegt, sondern je nach den speziellen Annahmen eine südlich oder nördlich gerichtete Bewegungskomponente hat. Bedenkt man nun, daß die stratosphärischen Druckwellen von Westen nach Osten wandern, so findet man die von v. Ficker empirisch gefundenen Tatsachen über die Beziehungen zwischen oberen und unteren Druckwellen bestätigt: die unteren Druckwellen wandern rascher als die oberen und haben meist eine andere Bewegungsrichtung. Man findet aber ferner noch, daß eine Zyklone, die in der Troposphäre auf ihrer Vorderseite ein gut ausgebildetes Gebiet mit warmer Luft hat, sich verstärken muß. Man sieht auch, wie sich unter dem Einfluß der oberen Druckwelle eine erste Ausbuchtung der Isothermen einstellen muß. Führt man nun die gleiche Betrachtung für andere Phasendifferenzen zwischen oberer und unterer Druckwelle durch, so sieht man, daß bei nach Osten ansteigender Druckachse die Hoch- und Tiefdruckgebiete zerstört werden.

Aus der in Fig. 4 konstruierten Druckverteilung ergibt sich das für eine gut ausgebildete Zyklone gültige Bewegungsfeld, aus dem man die Wind-

änderung mit der Höhe für jeden Punkt ableiten kann. Geschieht dies, so folgt die Darstellung in Fig. 5. Hier bedeutet einmal senkrechte Schraffur Linksdrehung mit der Höhe. Keine Schraffur Rechtsdrehung mit der Höhe, das andere Mal horizontale Schraffur, Windabnahme, keine Schraffur Windzunahme mit der Höhe. Ferner sind noch bezeichnet die Zentren der Hoch- und Tiefdruckgebiete am Boden mit TH und die warmen und kalten Gebiete mit W und K und durch Einzeichnen der Isothermen. Aus den Windänderungen mit der Höhe kann man auf die Vertikalbewegungen schließen, so daß weiße Gebiete solche mit aktivem Aufgleiten, karierte solche mit passivem Aufgleiten und schraffierte Gebiete solche mit Abgleiten (vertikal: aktiv, horizontal: passiv)

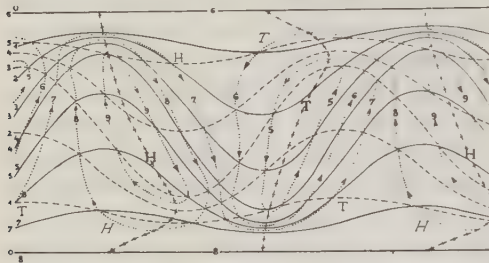


Fig. 4.

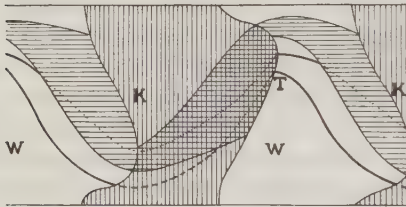


Fig. 5.

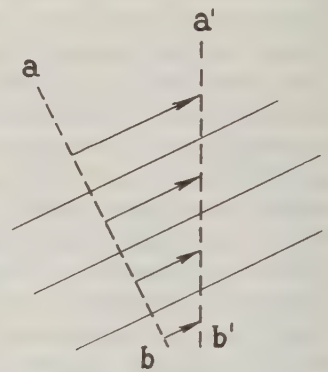


Fig. 6.

sind. In diesen Betrachtungen treten Diskontinuitäten nicht auf. Die Gleitbewegungen sind auch nicht an solche gebunden, sondern nur durch die Flächen gleicher potentieller oder pseudopotentiieller Temperatur bestimmt. Das Gleiten findet hier natürlich auch nicht wie an einer Diskontinuität statt, sondern ist differenziell aufzufassen, etwa wie die Darstellung des Aufgleitens in Fig. 6. Sie stellt einen Vertikalschnitt dar, in dem die ausgezogenen Linien potentielle Isothermen sind, während die Pfeile die Bewegung angeben. Ein gewichtsloser dehnbare Faden ab würde, von der Luft mitgenommen, nach einer gewissen Zeit die Lage $a'b'$ haben.

Aus diesen Ausführungen sieht man, daß für die Betrachtungen der Zyklonen sowohl, was ihre Energie als auch was die Vertikalbewegung angeht, Diskontinuitäten nicht erforderlich sind. Man kommt zu einem Bilde, das durchaus mit dem empirischen Befund übereinstimmt. Treten nun Diskontinuitäten auf, so sind diese so aufzufassen, als ob in dem kontinuierlichen

Verlauf der sämtlichen Elemente eine Schicht fehlt, d. h. die Temperatur springt (Inversion). Die Bewegung ist ebenfalls diskontinuierlich, so daß auch wirkliches Gleiten der Schichten aneinander vor sich geht. Ebenfalls treten verstärkte Differenzen der potentiellen Energie ein. Für die Energie der Zyklone im allgemeinen aber kann eine einzelne Diskontinuität nicht verantwortlich gemacht werden, es kommt hier vielmehr auf den allgemeinen Verlauf der Temperatur an: mit anderen Worten, es kommt z. B. darauf an, wie groß die Temperaturdifferenz zwischen dem warmen und kalten Gebiet der Zyklone ist und nicht darauf, ob der Temperaturübergang stetig ist, ob er in einzelnen Stufen vor sich geht oder ob eine einzige Diskontinuität vorhanden ist. Die Diskontinuitäten selbst haben eine mehr lokale Bedeutung. Durch sie wird sozusagen die Auf- und Abgleitbewegung lokalisiert, sie bestimmen, wie wir sahen, die Wolkenformen und die Wolkenniveaus und sind insofern von großer Bedeutung für den praktischen Meteorologen, dem konkrete Gebilde zur Verfügung stehen, an Hand deren er die Vertikalbewegungen und die Temperaturverteilung festlegen kann. Er hat in ihnen auch Gebilde zur Verfügung, deren Wandern er untersuchen und prognostisch verwerten kann.

Es hat sich die Ansicht herausgebildet, daß die Diskontinuitäten konstante Gebilde wären, die sich über lange Zeiträume und große Gebiete erstrecken. Ja man findet sogar die Ansicht, daß sie wie feste Flächen die verschiedenen Luftkörper voneinander trennen, so daß man diese Luftkörper als unwandelbare numeriert hat, wobei allerdings nicht ausgesprochen ist, daß eine Luftmasse sich nicht so ändern könnte, daß sie mit einer anderen Nummer bezeichnet werden müßte. Es muß aber bemerkt werden, daß es aus thermodynamischen Gründen unmöglich ist, daß z. B. eine geschlossene Diskontinuität einen Kaltluftkörper so begrenzt, daß etwa auf der einen Seite des Kaltluftkörpers eine Aufgleitfläche, auf der anderen Seite eine Abgleitfläche existiert. Es ist dies wegen der Kondensation unmöglich. Andererseits haben statistische Arbeiten ergeben, daß nicht bei bestimmten potentiellen Temperaturen eine Häufung von Inversionen auftritt, wie dies zu erwarten wäre, wenn die Diskontinuitäten Konstanz besäßen.

Was nun die praktische Anwendung der Polarfronttheorie anlangt, so ist dazu zu bemerken, daß man wohl gelegentlich gut ausgebildete Fronten auch durch die aerologischen Beobachtungen belegen kann, daß man aber in den meisten Fällen, wo man aus den Beobachtungen des synoptischen Dienstes Fronten feststellen zu können glaubt, in den aerologischen Beobachtungen keinerlei Nachweis für die physikalische Realität findet. Es handelt sich hier wohl im wesentlichen um die kontinuierlichen Übergänge, in die mehr oder weniger zufällig kleinere Diskontinuitäten eingestreut sind, die keine zeitliche Konstanz besitzen. Wie sehr die Festlegung von Fronten durch persönliche Willkür und auch durch die dabei angewendeten Methoden, bei denen der einzelne verschiedene Elemente berücksichtigt, beeinflußt wird, zeigen die zwei Wetterkarten vom gleichen Termin, die von zwei verschiedenen Wetterdienst-

stellen veröffentlicht und in Fig. 7 abgebildet sind. Wesentlich bedingt sind diese Unterschiede wohl dadurch, daß bei der Feststellung der Fronten bei einer Stelle andere Elemente hauptsächlich berücksichtigt wurden als bei der anderen. Ich will noch bemerken, daß diese Karten nicht etwa herausgesucht sind, sondern daß durch eine äußere Veranlassung gerade die zwei neuesten an diesem Tage zur Verfügung stehenden Karten betrachtet wurden. Ein weiterer Vergleich zeigt, daß oft eine noch viel geringere Übereinstimmung zu finden ist. Eine Übereinstimmung von der Güte wie bei den Isobaren, kommt nur

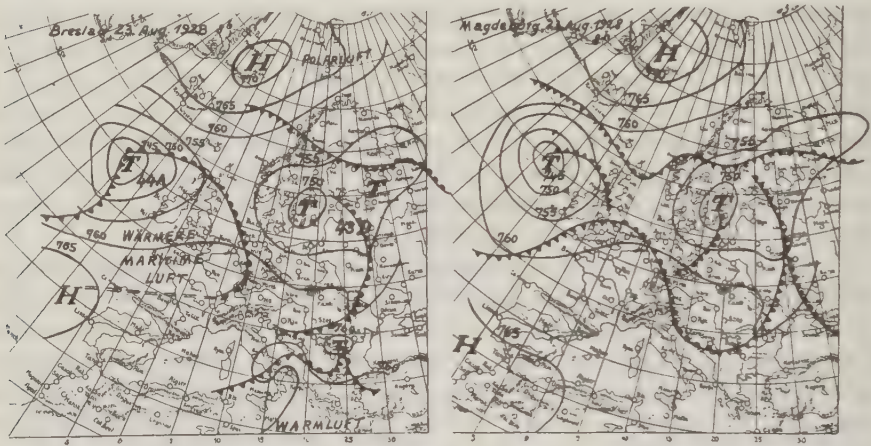


Fig. 7.

in außerordentlich seltenen Fällen vor. Auch diese schlechte Übereinstimmung kann als Beweis gelten dafür, daß die eingezeichneten Fronten nicht als in Wirklichkeit vorhandene Gebilde angesprochen werden können. Trotzdem halte ich es für angebracht, im inneren Dienst Fronten in die Wetterkarten einzuzeichnen und ihre Veränderung zu verfolgen und prognostisch zu verwerten. Noch besser wäre es allerdings, wenn man nicht die Fronten, sondern die Diskontinuitäten in ihrer flächenhaften Ausdehnung, die man ja, wie nachgewiesen, an den Niederschlägen und Wolkenformen erkennen kann, diagnostizieren und prognostisch verwenden würde. Dabei ergibt sich dann die Einzeichnung der Diskontinuitäten am Boden von selbst, soweit solche wirklich vorhanden sind.

Die Messung der Horizontal- und der Vertikalintensität mit dem Magnetron.

Von M. Rössiger, Clausthal.

Es wird ein Apparat beschrieben, mit dem die Horizontal- und die Vertikalintensität des erdmagnetischen Feldes nach einer Nullmethode absolut gemessen werden kann, wobei ein Elektronenrohr (Magnetron) als Indikatorinstrument dient.

A. W. Hull*) hat bereits auf die Möglichkeit der Messung von Magnetfeldern mit dem Magnetron (Elektronenröhre mit gestrecktem Glühdraht in der Achse einer zylindrischen Anode) hingewiesen. Die folgende Arbeit beschäftigt sich damit, die Empfindlichkeit einer solchen Apparatur derart heraufzusetzen, daß sie für die Messung des erdmagnetischen Feldes in Frage kommt. Als Resultat ergab sich ein Apparat**), mit dem die Horizontalintensität und, was hier besonders hervorgehoben sei, auch die Vertikalintensität auf etwa 40γ genau nach einer Nullmethode absolut bestimmt werden können, wobei das Magnetron als Indikatorinstrument dient.

Das Magnetron befindet sich in der Achse einer Spule, deren Magnetfeld den Anodenstrom zunächst in den steilen Bereich der Charakteristik verlegt. In diesem Bereich ist der Anodenstrom gegen Magnetfeldänderungen relativ empfindlich: eine Feldänderung von 10γ hat eine Anodenstromänderung von etwa 10^{-7} Amp. zur Folge. Um diese Empfindlichkeit auszunutzen, mußte allerdings der große Einfluß des Heizstromes, der bei einer transportablen Apparatur nicht genügend konstant gehalten werden kann, durch eine besondere Schaltung herabgesetzt werden. Dies wurde erreicht, indem man den Heizstrom durch eine zum Glühdraht koaxiale Spule leitet, deren Windungszahl so bemessen ist, daß die bei einer Vergrößerung des Heizstromes eintretende Vergrößerung des Anodenstromes durch das vergrößerte Magnetfeld dieser Spule gerade wieder rückgängig gemacht wird.

Das Magnetron mit diesen beiden Spulen ist starr in der Achse einer Helmholtzspule befestigt, die um eine zur Windungsebene parallele horizontale und um eine vertikale Achse drehbar ist.

Bei der Messung wird von der vom Verfasser früher***) festgestellten Tatsache Gebrauch gemacht, daß ein gegen die Glühdrahtachse geneigtes Magnetfeld nur mit der Komponente in der Glühdrahtrichtung zur Wirkung kommt.

Dreht man das System also z. B. mit horizontal liegendem Glühdraht um die vertikale Achse, so wird der Anodenstrom dann Extrema haben, wenn die Glühdrahtrichtung in die magnetische N-S-Richtung fällt. Die für das System

*) A. W. Hull: Phys. Rev. **22**, 279, 1923.

**) D. R. P. angemeldet.

***) M. Rössiger: Zeitschr. f. Phys. **43**, 480, 1927.

bei dieser Drehung eintretende Feldänderung, die den doppelten Betrag der Horizontalintensität hat, wird mittels des Helmholtzfeldes gerade aufgehoben. Die Einstellung des Helmholtzfeldes geschieht dabei aus der Beobachtung eines im Anodenkreis befindlichen Nullgalvanometers. Aus den geometrischen Abmessungen der Helmholtzspule und aus der sie dann durchfließenden Stromstärke erhält man also unmittelbar die doppelte Horizontalintensität.

Bei der Messung der Vertikalintensität wird die horizontale Drehachse in Richtung N-S gestellt und unter Drehung um diese Achse analog verfahren. Ausgangs- und Endlage des Systems vor und nach der Drehung sind hierbei durch die horizontale Windungsebene der Helmholtzspule definiert. Diese Messung wird zur Elimination einer fehlerhaften Justierung des Rohres mit dem um 180° um die vertikale Achse gedrehten Apparat wiederholt.

Die Fehlergrenze der Apparatur wurde zu etwa 40γ abgeschätzt.

Eine Kontrollmessung im Potsdamer Meteorologisch-Magnetischen Observatorium ergab Abweichungen von -10 bzw. -30γ gegen den wahren Wert der Horizontal- bzw. Vertikalintensität derselben Zeit.

Untersuchungen über die lokalen Schwankungen des Erdpotentials.

Von **Rose Stoppel.** — (Mit einer Abbildung.)

Die Pflanzen sind im Gegensatz zu den meisten Tieren größtenteils bodenständig. Dadurch ist in besonders hohem Maße die Möglichkeit gegeben, daß sie beeinflußt werden durch die Schwankungen des Erdpotentials an ihrem Standort. Die jahres- und tagesperiodischen Erscheinungen im Pflanzenreich könnten möglicherweise dadurch bedingt sein, denn Schwankungen des Erdpotentials in diesen Rhythmen sind durch die Erdstrommessungen schon längst festgestellt worden. Bei Anwendung der Methode der Erdstrommessungen ist es jedoch sehr wahrscheinlich, daß durch jeweils gleichgerichtete verschieden große Änderungen in dem Potential der beiden Endpunkte der Leitung die Schwankungen an einem der beiden Punkte verdeckt werden oder wenigstens zeitlich oder quantitativ nicht richtig zum Ausdruck kommen. Es wurde daher zur Bestimmung der Schwankungen eines kleineren Bezirks von der Verfasserin folgende Methode angewendet: Der Faden eines Elektrometers wurde geerdet (Einfadenelektrometer von Edelmann-Lutz), die Schneiden des Elektrometers wurden mit den beiden Polen einer isoliert aufgestellten Batterie verbunden. Die ganze Apparatur war in einem Zinkkasten untergebracht, und die an den Faden angelegte Erdleitung war außerhalb des Kastens mit der Erdleitung zusammen gelötet, durch den der Zinkkasten geerdet war. Die Beobachtungen wurden durch direkte Ablesungen gemacht durch ein Loch von etwa 4 mm Durch-

messer, das sich in der Vorderwand des Kastens befand. Am Tage wurde meist jede erste oder zweite Stunde abgelesen, nachts jede zweite oder dritte. Diese Beobachtungen wurden fünf Monate hindurch in Akureyri auf Island und vier Monate in Deutschland durchgeführt. Hier waren die Versuchsorte entweder Hamburg oder eine kürzere Zeit hindurch eine am Walde außerhalb des Ortes gelegene Villa in der Mark Brandenburg. Als Erdpole diente die mit der Wasserleitung in leitender Verbindung stehende Zentralheizung oder das Wellblech, mit dem das Haus umkleidet war (Island), ein in einen Brunnen führendes Pumpenrohr (Brandenburg), oder die Wasserleitung (Hamburg, Brandenburg). Die Ergebnisse waren in allen Fällen die gleichen: Der Elektrometerfaden wanderte nachts mehr an die + geladene Schneide heran, am Tage

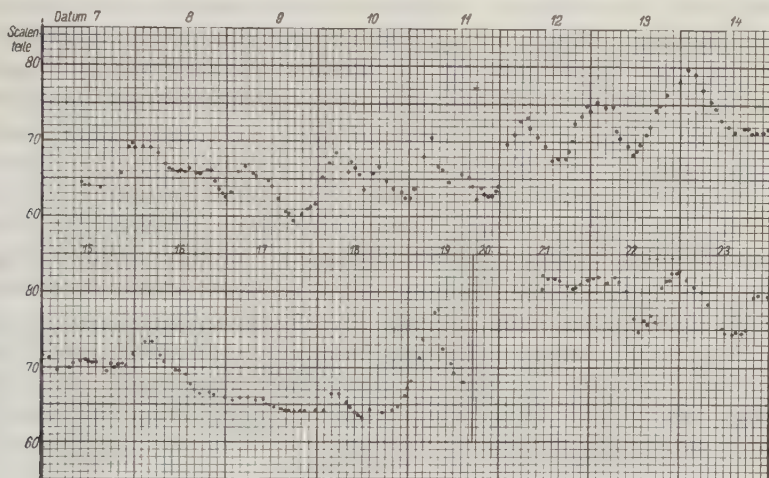


Fig. 1.

an die -- geladene. Die Extreme der Kurven lagen in allen Fällen nach Ortszeit gerechnet etwa mittags und um Mitternacht (in der beigelegten Kurve allerdings meist erst gegen 5 Uhr, sonst aber gewöhnlich früher).

Diese Verlagerung des Fadens konnte herbeigeführt worden sein entweder durch eine Veränderung des Kraftfeldes zwischen den beiden Schneiden oder durch eine Veränderung des Potentials des Fadens, also des Erdpols. Eine Veränderung der Schneidenspannung hätte hervorgerufen sein können entweder durch Kriechströme, infolge ungenügender Isolation der Batterien oder Schneiden oder durch Schwankungen der Batteriespannung als Folge von Temperaturschwankungen. Gegen die Deutung der Versuchsergebnisse als durch Kriechströme verursacht, sprechen die Ergebnisse selbst. Erstlich müßten die Kriechströme schon recht erheblich sein, um die Größe und die Geschwindigkeit der beobachteten Ausschläge herbeigeführt haben zu können, ferner müßten sie tagesrhythmisch und ortszeitlich orientiert aufgetreten sein. Um dieses an-

nehmen zu können, müßte man wenigstens eine Beziehung der aus den Beobachtungen zusammengestellten Kurven mit denen der relativen Feuchtigkeit annehmen können. Diese ist aber nicht vorhanden. Die Feuchtigkeit der Atmosphäre ist im Sommer in Nordisland überhaupt sehr gering und schwankte in dem dauernd verdunkelten Versuchsraum fast gar nicht. Auch eine feste Beziehung der Elektrometerkurven zu denen der Temperatur im Versuchsraum war nicht zu erkennen. Dieses spricht schon dagegen, daß die beobachteten Schwankungen durch die zweite der oben angegebenen Fehlerquellen verursacht sein könnten. Ferner spricht auch der Umstand dagegen, daß die Batterien mit einem statischen Instrument nachgeprüft höchstens 0,3 Volt auf 100 Schwankungen zeigten bei Temperaturveränderungen, die weit größer waren, als die im Versuchsraum gemessenen. Schließlich mußten derartige Schwankungen in der Polspannung der Batterien sich bei der gewählten Aufstellung fast nur in einer geringen Veränderung in der Empfindlichkeit des Elektrometers bemerkbar machen. -- Da also Schwankungen des Kraftfeldes die beobachteten Veränderungen in der Lage des Elektrometerfadens nicht herbeigeführt hatten, so muß die Ursache dieser Erscheinung in Veränderungen des Potentials des Fadens, also des Erdpols, gesucht werden. Das würde also heißen, daß sich das Potential der einzelnen Stellen der Erde tagesrhythmisch ändert, und zwar derart, daß die Erde auf ihrer Tagseite eine mehr negative Ladung, auf ihrer Nachtseite eine mehr positive annimmt (nicht umgekehrt, wie in Hamburg bei dem Vortrag irrtümlich gesagt wurde). Diese Auffassung wird noch gestützt durch die Beobachtung einer Beziehung zwischen der erdelektrischen Kurve und der des Luftdrucks sowie der allgemeinen Wetterlage. Auf diese Beziehungen ist in der ausführlichen Arbeit in Gerlands Beiträgen zur Geophysik 1929 eingegangen.

Klima und Klimatafel von Hamburg.

Von P. Perlewitz, Stettin.

Eine ausführliche Arbeit über das Klima und Wetter von Hamburg, des diesjährigen Tagungsortes der Deutschen Naturforscher und Ärzte, gab es merkwürdigerweise bisher noch nicht. Vielleicht kann man als Grund annehmen: Die Furcht vor dem Zorn der Hamburger, wenn ihr Klima allzu bekannt wird. Aber ganz so schlecht, wie der Ruf, ist, wie wir im folgenden sehen werden, das Hamburger Klima denn doch nicht. Wer hat nicht schon die herrlichsten Sommertage an der Alster verlebt!

Vor bereits 102 Jahren ist über Hamburgs Klima eine erste Schrift veröffentlicht; speziellere Klimaaufsätze finden sich in den Festgaben zur Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Hamburg 1830. 1876 und 1901,

ternier in einem Schulbericht, ebenfalls 1901. Es erschien daher notwendig, eine zusammenfassende Darstellung zu geben, die sich auf die neueren genaueren Beobachtungen, insbesondere der letzten 50 Jahre, stützt und möglichst alle hamburgischen Klimafaktoren in Mittelwerten, Grenzwerten und ihren Einflüssen auf den Menschen enthält*).

Zwar ist in der Wissenschaft von der Erde und deren Elementen, in der Geophysik, die Klimatologie während der letzten Jahrzehnte gegenüber der physikalischen Meteorologie etwas vernachlässigt worden. Die neuere Zeit mit ihren praktischen Anforderungen an die klimatischen Kenntnisse hat hierin aber erheblichen Wandel geschaffen. Einerseits verlangt die medizinische Wissenschaft genaue Angaben über Temperatur, Sonnenstrahlung, Wind usw. im Höhenluftkurort, im Seebad, am Wasser, im Sand, im Walde usw., und andererseits muß der Flugzeugführer im Luftverkehr die Klimatologie seiner Flugstrecke für die einzelnen Monate kennen, um Nebel, Sturm und Gewitter beurteilen und um nach den jeweiligen Wetterverhältnissen richtig meteorologisch navigieren zu können. So ist die Klimatologie, wie die Meteorologie, heute eine angewandte Wissenschaft ersten Ranges geworden; handelt es sich doch um Verkehr und die Gesundheit der Menschen.

In 30 Tabellen wird berichtet über Hamburgs Luftdruck, der zwischen 792.6 mm und 717.4 mm schwankt und im Durchschnitt 760.8 mm beträgt, über die Temperatur der Luft zwischen 33.5° und — 19.8° C, über die geringe Zahl der Sommertage, nämlich 12 gegen z. B. 49 im Rheingau bei Geisenheim, über die jahreszeitliche Verspätung und Abschwächung der Bodentemperatur, die in 5 m Tiefe im Oktober mit nur 10° am höchsten und im April mit 6° am niedrigsten ist, über die mittlere Elbwassertemperatur von 9.8° (1.4° höher als die Lufttemperatur), über die Luftfeuchtigkeit, die im April bis August gelegentlich bis 21 Proz. herabgehen kann, über die jährlichen Niederschläge von 731 mm Höhe im Durchschnitt bis 1069 mm im Jahre (1916), bis 197 mm im Monat (Januar 1917) und bis 86 mm am Tage (17. Juni 1879), während die kleinsten Mengen im Jahre 546 mm (1907) und im Monat 3.4 mm (November 1902) waren, über die hohe Bewölkung von fast $\frac{7}{10}$ im Jahresmittel, über die 62 Nebeltage im Jahre gegenüber z. B. 43 in Swinemünde, über die vielfach niedrige Wolkendecke, die Wolkenformen und Wolkenstockwerke über Hamburg, über die Dauer des Sonnenscheins von 1024 Stunden im Jahre 1903 bis 1839 Stunden im Weinjahre 1921 (1406 im Durchschnitt), über die große Zahl von 104 gänzlich sonnenlosen Tagen bei nur 32 heiteren und 152 trüben Tagen und nur 28 Proz. der möglichen Sonnenscheindauer, über das Vorherrschen der südwestlichen Winde, im Frühling und im Sommer auch der nordwestlichen, und über die mittlere Windstärke in Hamburg von 5 m pro Sekunde, gleich Beaufortstärke 3, über den Unterschied zwischen Hoch- und Niedrigwasser, der im Durchschnitt 2.17 m in Hamburg und 2.84 m in Cux-

*) Perlewitz: Das Klima von Hamburg. Verlag C. Boysen, Hamburg.

haven beträgt und im Höchsthalle 8.22 m in Hamburg und 8.65 m in Cuxhaven, wenn auch nicht an demselben Tage, erreicht.

Besonders charakteristisch für Hamburg ist der häufige Wechsel der Witterung, sogar mehrmals am Tage, der dem Binnenländer auffällt und den deutschen Küstenstrichen im Nordwesten eigen ist. Nicht allgemein bekannt ist es auch, daß der Februar in Hamburg erheblich, um 0.5° , kälter ist, als der Monat des tiefsten Sonnenstandes, der Dezember; denn im Binnenlande ist überall der Dezember der zweitkälteste Monat im Jahre.

Eine Klimatafel von Hamburg mit neun Jahreskurven der verschiedenen Wetterelemente zeigt die Hauptergebnisse in bildlicher, vergleichbarer Form als Ergänzung zu Köppens Klimaformel und Hellmanns Klimagramm.

Ich habe versucht, die Jahreskurven der klimatischen Elemente in einem einheitlichen Bilde als Klimatafel zusammenzufassen; diese Tafel soll noch vervollständigt und ergänzt werden, indem die noch fehlenden sowie die Greuzwerte der meteorologischen Elemente mit hinein genommen werden.

Als Grundlage jeder Klimatologie und Meteorologie ist die meteorologische Beobachtung anzusehen. Da nun Hamburg, bzw. die Deutsche Seewarte daselbst, die Hauptnachrichtenzentrale für alle Wetterbeobachtungen des In- und Auslands ist, so darf das umfangreiche Wetternachrichtennetz nicht unerwähnt bleiben. In einem Bilde habe ich es dargestellt, ebenso wie ich zum Schluß noch das gesamte Anwendungsgebiet der Hamburger Wetternachrichten auf Schifffahrt, Fischerei, Luftfahrt, Landwirtschaft, Verkehr, Handel, Industrie, Sport, Behörden usw. in einer bildlichen schematischen Darstellung des Wirtschaftswetterdienstes zusammengefaßt habe.

Neue Ergebnisse über die Struktur des Windes.

Von Wilhelm Schmidt in Wien. — (Mit zwei Abbildungen.)

(Vorläufige Mitteilung.)

Das Studium der Struktur des Windes hat nicht nur Interesse für den Meteorologen, sondern ebenso für den Physiker, den Aero- und Hydrodynamiker; es hat auch praktische Bedeutung für eine Reihe von Anwendungen, z. B. erklären sich viele Tatsachen der Klimakunde erst durch ein Eingehen auf den „Austausch“, die durch die Turbulenz der Luftschicht erzwungene Mischung verschiedener Luftschichten. Wegen ihrer Bedeutung hat die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft in Berlin diese Ziele in die von ihr durchgeführten großen Gemeinschaftsarbeiten aufgenommen und unterstützt. Hier wird also nur über einen Teil jenes Programmes berichtet.

Fast alle bisher bekannten Apparate zur Windmessung sind ungeeignet, eine zuverlässige Wiedergabe der kleinsten Geschwindigkeitsschwankungen zu gewährleisten. Die meisten vermögen z. B. regelmäßige Schwankungen von 20 Sekunden Schwingungsdauer nur mit starker Verzögerung und stark verkleinert wiederzugeben. Wir bauten uns, um insbesondere das Ansprechen auf die raschesten Schwankungen zu ermöglichen und nebenbei auch eine größere Zahl paralleler Beobachtungen zu erhalten, besonders leichte Winddruckplatten. Sie bestanden aus einem Messingdraht ring von 20 cm Durchmesser, der mit feinem Tüll überspannt und an zwei 50 cm langen Drähten pendelnd aufgehängt wurde. Das Gewicht einer solchen Platte in der ersten Ausführung betrug nur etwa 12 g, ihre Eigenschwingungsdauer war von der Größenordnung einer Drittel Sekunde, die Dämpfung, verursacht durch die durchlässige Bespannung, war aber so stark, daß sich selbst bei stärkerem Zurückschwingen keine irgendwie störende Überschreitung des Gleichgewichtsstandes ergab. Wird nun eine solche Platte mit ihrer Drehachse senkrecht zur Windrichtung gestellt, so nimmt sie eine schräge Lage ein, die sie ohne das bei festen Platten bekannte Schwanken und Flattern ruhig einhält. Der Winkel, den sie mit der Senkrechten bildet, läßt auf Grund der Eichungskurve sofort auf die Windgeschwindigkeit schließen.

Die Aufnahme geht dann folgendermaßen vor sich: Man stellt, wie z. B. bei den Versuchen, die wir bei Wien im Überschwemmungsgebiet der Donau machten, einen Mast auf, der in Abständen von 0.5 zu 0.5 m über dem Boden wagrechte Arme trägt, an denen die Achsenlager der Winddruckplatten in geeigneter Weise befestigt sind. Mittels eines Kinoapparates (Kinamo), der seitlich aufgestellt wird, macht man Aufnahmen; es hat sich als genügend herausgestellt, die halbe Kinogeschwindigkeit einzuhalten, also jede Siebentel Sekunde z. B. ein Bild festzulegen. Nach diesen Aufnahmen werden nun die Neigungswinkel der Platten in jedem Augenblick ausgemessen und unter Berücksichtigung verschiedener von der Stellung des Apparates abhängigen Korrekturen daraus die in jedem Augenblick an jedem Punkte herrschende Windgeschwindigkeit bestimmt. Die Arbeit ist natürlich langwierig, brauchten wir doch für die Auswertung der ersten, 35 Sekunden umfassenden Versuchsreihe fast zwei Wochen, für die im Juni 1928 auf dem Flugfelde Aspern bei Wien gewonnene, bei der 25 Platten zur Verwendung kamen, acht Wochen. Nunmehr wurde aber das Verfahren wesentlich vereinfacht.

Das Ergebnis ist in Fig. 1 als Isoplethendiagramm, die Höhen als Ordinaten, die Zeit als Abszisse dargestellt; es wurde gewonnen, indem man für jeden Augenblick und für jede der acht Meßhöhen die Geschwindigkeit in das Diagramm eintrug und dann wie bei irgendwelchen Isolinen interpolierte.

Soweit man der Darstellung im kleinen Maßstab irgend etwas entnehmen kann, so sieht man eine überraschende Unregelmäßigkeit der Luftströmung im Freien, und das, obwohl in diesem Falle die Luftmassen die letzten 5 km vor der Beobachtungsstelle über ebenem, gleichförmig mit Gras bewachsenem Boden

herwehten. Schichten größerer Windgeschwindigkeit sind zwischen solche geringerer eingebettet und halten sich überraschend lang, in einzelnen Fällen eine Reihe von Sekunden. Von der Ausbildung regelmäßiger Wirbel mit waagrechter Achse, wie sie durch manche theoretische Ableitung, vielleicht auch durch hydrodynamische Experimente über Grenzreibung nahegelegt werden, ist wenig zu merken. Ein solcher Wirbel müßte nämlich in unserer Darstellungsweise oben größere Werte aufweisen, weil sich Wirbelgeschwindigkeit und

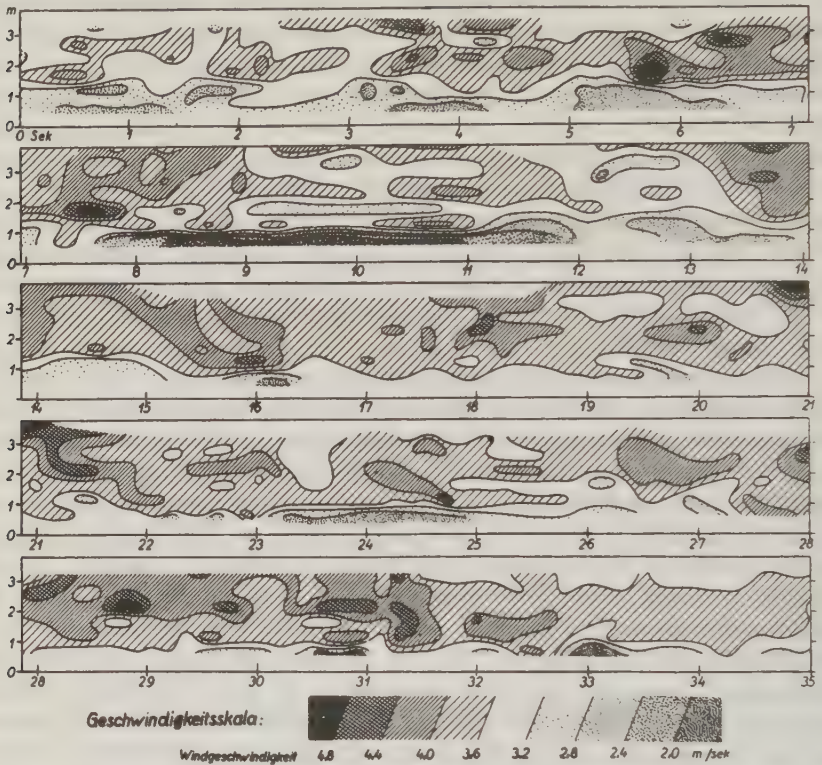


Fig. 1. Windgeschwindigkeit während 35 Sekunden in verschiedenen Höhen über Rasenboden. Floridsdorf bei Wien, 6. Mai 1927, 8²⁵ Uhr.

Fortpflanzungsgeschwindigkeit addieren, unten aber geringere Geschwindigkeit besitzen, beides innerhalb eines zeitlich beschränkten Bereiches. Nur an ganz vereinzelt Stellen, die sich auch gleich durch eine markante Gestalt herausheben, sieht man in der Darstellung eine Anlehnung daran. Es ist also unrichtig, die turbulente Strömung in freier Luft etwa als ein Erfülltsein des ganzen Raumes mit Wirbeln zu beschreiben.

Auf die Versuche, doch einige allgemeinere, z. B. statistische, Aussagen aus dem Material zu gewinnen, will ich da nicht weiter eingehen, wohl aber die

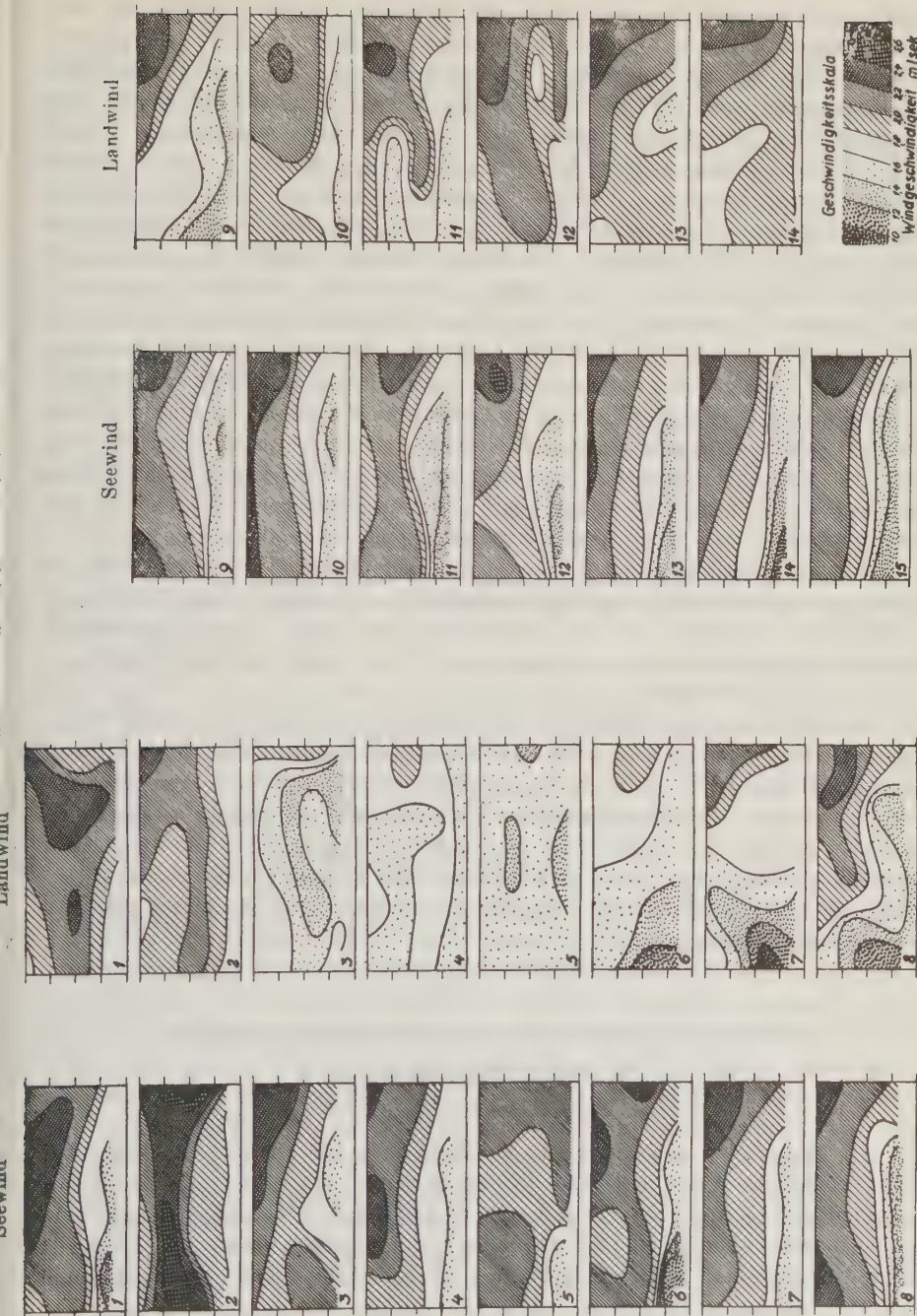


Fig. 2. Augenblicksgeschwindigkeiten des Windes in einem senkrechten Querschnitt in aufeinanderfolgenden Sekunden.
Links „Seewind“, rechts „Landwind“. Podersdorf am Neusiedlersee, Oktober—November 1927.

Ergebnisse einer anderen Untersuchung besprechen, die den Unterschied der Windströmung über verschiedener Unterlage, verschiedener Oberflächenbeschaffenheit des Bodens festlegen sollte. Hierzu hatten wir am Ostufer des Neusiedlersees, der etwa 50 km südöstlich von Wien liegt, zwei Masten in rund 10 m Entfernung voneinander aufgestellt, zwischen ihnen von Meter zu Meter Höhe Schnüre gezogen und an diesen unsere Windplatten aufgehängt. Wurde nun in gleicher Weise wie früher photographiert und ausgewertet, so bekam man die Augenblicksgeschwindigkeit des Windes über den ganzen Querschnitt von 10 m Breite und 4 m Höhe. Die Fig. 2 gibt dafür zwei Reihen: die linke, wenn der Wind über 10 km Wasser herangekommen war, „Seewind“, die andere für „Landwind“, wenn der Wind über das vollkommen ebene Land östlich des Neusiedlersees heranwehte. Natürlich mußte man eine Reihe von Tagen warten, bis man Windaufnahmen gerade von den zwei entgegengesetzten, winkelrecht zur Aufstellung gelegenen Richtungen bekam. Als Darstellung wurde wieder die in Isotachen (diesmal sind es eigentliche Isotachen, wie man sie zur Wiedergabe der dauernden Strömung in Kanälen usw. verwendet) gewählt; jedes Rechteck stellt den Beobachtungsquerschnitt dar, und zwar folgen sich die Bilder von oben nach unten im Zeitabstand je einer Sekunde.

Der Unterschied springt in die Augen: bei „Seewind“ herrscht noch in jedem Augenblick ziemlich deutlich die wagerechte Schichtung vor, die größeren Windgeschwindigkeiten sind im allgemeinen höher oben. Beim „Landwind“ hingegen prägen sich die Unterschiede in der Wagerichten oft viel stärker aus als die in der Senkrechten.

Die hier auseinandergesetzten Ergebnisse wurden auch in anderen Beobachtungsreihen, z. B. in der schon erwähnten von Aspern, die bereits einen Querschnitt von 10×10 m, und zwar mit sieben Bildern in der Sekunde bedeckte, bestätigt. Immerhin reicht das Material noch nicht aus, um allgemeine Schlüsse zu ziehen — es gibt vielmehr erst den Weg an, auf dem man weiter zu forschen hätte. Trotzdem wollte ich es nicht versäumen, diese ersten Beispiele, an denen Windstruktur mit solcher Ausführlichkeit studiert wurde, zur Kenntnis zu bringen.

Lokale und regionale magnetische Anomalien in Schleswig-Holstein.

Von **H. Reich** in Berlin.

In den letzten drei Jahren habe ich umfangreiche Untersuchungen über die Verteilung der magnetischen Vertikalintensität in Schleswig-Holstein vorgenommen. Als Instrument wurde die Schmidtsche Feldwaage benutzt und aus den beobachteten Werten die Störungen in Z gegenüber dem von A. d. Schmidt für Norddeutschland abgeleiteten Normalfeld berechnet. Es wurden lokale und regionale Anomalien gefunden.

Die lokalen Anomalien (Durchmesser bis zu einigen 100 m) sind seltener, als im allgemeinen angenommen wird. Glaubt man eine solche gefunden zu haben, so muß man meist feststellen, daß sie künstlicher Natur (Eisengegenstände!) ist oder aber, daß sie nur von dem Instrument vorgetäuscht wurde. Trotzdem gibt es in Schleswig-Holstein wohl auch gelegentlich lokale Anomalien mit natürlichen Ursachen. Eine solche fand sich auf dem Heidberg bei Kiel (Station erster Ordnung), wo Z sich in einem Abstand von wenigen Metern um etwa 50γ ändert. Man wird hier an die Wirkung eines größeren magnetischen Gesteins denken können, was in einer Endmoränenlandschaft durchaus möglich erscheint. Etwas ausgedehnter aber noch zur Gruppe der lokalen Anomalien zu rechnen sind die negativen Anomalien, die Heiland bei Segeberg am dortigen Gipshut, Krahmann bei Heide-Hemmingstedt über dem dortigen Kreidehorst feststellen konnten. Eine eigene Untersuchung des Rotliegenden-Horstes bei Elmshorn-Lieth ergab indessen über diesen roten Gesteinen einwandfrei eine positive Anomalie, was um so merkwürdiger ist, als Haalck bei Stade über denselben Gesteinen negative Abweichungen gefunden hat. Die Amplitude aller dieser lokalen Anomalien überschreitet nach meiner Kenntnis der Dinge (einige tausend Messungen) wohl nirgends 50γ : Instrumentfehler, die sicher 20γ und mehr ausmachen können, können daher die Feststellung von Vorkommen, Lage und Ausdehnung solcher Anomalien recht ungünstig beeinflussen.

Viel sicherer lassen sich — wenigstens in den großen Zügen — die regionalen Anomalien festlegen, da deren Amplitude 250γ und mehr beträgt. Über den Verlauf und die Ausdehnung eines Teiles dieser Störungen wurde bereits in dieser Zeitschrift (4. Jahrg., S. 84 bis 102, Karte auf S. 89) berichtet und auch ihre mögliche geologische Ursache diskutiert. Die Fortsetzung dieser Untersuchungen ergab unter anderem, daß die vermuteten Beziehungen der magnetischen Anomalien zu den in Schleswig-Holstein vorhandenen Schwerstörungen recht eng sind. Nach den bisher von mir gemachten Erfahrungen war das zu erwarten: Ein anderenorts in Norddeutschland von mir untersuchter Störungskörper, der durch Schweremessungen bekannt geworden war, ergab ausgezeichnete Übereinstimmung der gravimetrischen und magnetischen Isanomalien. Auf meine Anregung hat weiter Herr Dipl.-Bergingenieur Kaiser die bekannte Schwerestörung der Piesbergachse bei Osnabrück magnetisch vermessen und fand auch hier eine verblüffende Übereinstimmung der magnetischen Anomalie in Z mit den $\Delta g''$ -Werten. In Schleswig-Holstein liegen die Dinge allerdings insofern etwas schwieriger, als dies Gebiet in den Bereich einer ganz großen Schwerestörung, der sogenannten Kleinen Belt-Störung, hineinreicht, die als Ganzes anscheinend magnetisch nicht abgebildet wird: Wir haben keine andauernde Zunahme der magnetischen Vertikalintensität in der Richtung auf den Kleinen Belt, und auch die horizontalen Störungsvektoren der Vermessung erster Ordnung zeigen nicht dort hin. Das magnetische Nullniveau bleibt vielmehr im ganzen Lande gleich. Was wir in der magnetischen Aufnahme

wiedergegeben finden, das sind — wenn ich mich eines Ausdruckes von Herrn Geheimrat Pompeckj bedienen darf — die einzelnen „Rippen“ dieses großen Störungskörpers. Die von Kiel nach Husum ziehende positive magnetische Anomalie wird durch die Schwerestationen Kiel und Husum angedeutet, die höhere Störungswerte in $\Delta g''$ aufweisen, als die jeweils im Anschluß nach Norden liegenden Schwerestationen. Leider fehlen hier entsprechende Stationen im Bereich der südlich anschließenden magnetisch negativ gestörten Landesteile: Die einzige hier verwendbare Station Heide ist nicht verbürgt richtig *) (Druckfehler?!). Sicherem Boden haben wir meines Erachtens erst wieder bei den Schwerestationen Itzehoe und Barmstedt unter den Füßen mit den $\Delta g''$ -Werten — 3 und + 14 (CGS. 10^{-3}). Dies Gebiet habe ich nun auch magnetisch näher untersucht und fand tatsächlich gleichsinnige magnetische Störungen. Es zeigte sich, daß auf eine Zunahme von $\Delta g''$ um 0.001 CGS eine gleichsinnige von ΔZ von etwa 8γ kommt. Ziemlich genau auf dieselbe Zahl bin ich bei den anderen oben erwähnten Untersuchungen in Norddeutschland gekommen. Es scheint also, als ob man in beschränkten Gebieten die Schweremessungen mit dem Pendel, die ja relativ kostspielig sind, durch die billigen Variometermessungen vervollständigen und ergänzen kann. Eines scheinen mir diese Zusammenhänge klar zu beweisen: Schwerestörung und magnetische Störung haben in diesem Falle die gleiche Ursache, und wenn man für die Schwerestörungen nach einheitlicher sowohl geophysikalischer wie geologischer Auffassung tief liegende Störungskörper annimmt, so muß man das auch für diese regionalen magnetischen Anomalien tun: Die Beziehungen der regionalen magnetischen Anomalien zur Sedimenttektonik können darum nur indirekter Natur sein.

Das steht nicht im Widerspruch zu einer recht merkwürdigen Beobachtung, auf die ich nun eingehen möchte: nämlich zu den Beziehungen der magnetischen Störungen zum Küstenverlauf. Die heutige Küste ist, wie das Wolff und Koch mit Recht betonen, nicht tektonisch, d. h. durch Brüche vorgezeichnet, sondern eine mehr zufällige Eintauchlinie. Nun scheint es so, als ob die Vorsprünge der Küste — also dieser Eintauchlinie — mit positiven, die Buchten mit negativen magnetischen Anomalien zusammenfallen. In Schleswig-Holstein ist das Hochgebiet der Insel Sylt mit ihren Steilküsten, ebenso wie das Hochgebiet der Gegend nördlich von Husum (Schobüll!) magnetisch positiv gestört, dagegen das Gebiet des stärksten Landverlustes — ehemalige Insel Nordstrand — ausgesprochen negativ gestört. Das ist aber nicht der einzige solche Fall. Die von mir in diesem Jahre durchgeführte magnetische Vermessung der Hinterpommerschen Küste ergab ganz ähnliche Beziehungen: Der merkwürdige Küstenknick bei Köslin setzt gerade dort ein, wo eine ausgedehnte positive magnetische Anomalie an die Küste herantritt. Die Steilküste von Jershöft liegt im Gebiete einer positiven magnetischen Ano-

*) Siehe diese Zeitschrift, 3. Jahrg., 1927, S. 380.

malie. Andere positive magnetische Störungskörper östlich Stolpmünde und östlich Leba drücken sich ebenfalls deutlich im Verlauf der Küste und der 20 m-Tiefenlinie aus, während einem Minimum bei Rowe eine Einbuchtung beider Linien entspricht. Schließlich lassen sich nach der Vermessung I. Ordnung (Kärtchen Jahrg. 4, S. 90 dieser Zeitschrift) auch für Vorpommern und Rügen ähnliche Zusammenhänge vermuten. Auch hier fallen der Küstenknick und die Steilufer von Rügen mit positiven magnetischen Anomalien zusammen.

Da in keinem dieser Fälle die Beschaffenheit der Diluvialschichten oder anderer neo- oder mesozoischer Sedimente, ebensowenig wie ihre Lagerungsverhältnisse eine Begründung für diesen eigenartigen Verlauf der Küste geben, müssen wir auch hier wieder die Ursache in größerer Tiefe suchen. Diese Ursache muß eine Erklärung dafür ermöglichen, daß gewisse Küstengebiete rascher sinken als andere, bzw. weniger stark gehoben werden als diese. Wenn wir nach meiner Arbeitshypothese die Ursache der magnetischen Störungen in alten kristallinen Kernen („Massiven“) im tiefen Untergrund sehen, erscheint eine Erklärung nicht allzu schwer: Auf alten Schwellengebieten wird erfahrungsgemäß immer weniger sedimentiert als in Mulden = Synklinalgebieten. Auch wenn wir von einem Fortbestehen der bei diesen — aus vorläufig unbekannten Gründen — meist vorhandenen Senkungstendenz absehen, bleibt die bei der Diagenese (Verfestigung) der Sedimente vor sich gehende Volumenverminderung der Schichten eine für unser Problem ausreichende Deutungsmöglichkeit: In Gebieten mit großen Sedimentmächtigkeiten wird ein stärkeres Zusammensinken erfolgen müssen als in Gebieten mit geringer Sedimentmächtigkeit. So scheint eine relativ einfache Erklärung dieser sonst rätselhaften Erscheinung möglich zu sein.

Auch diese neueren Untersuchungen über die regionalen magnetischen Anomalien Schleswig-Holsteins scheinen mir weitere Beweise für die von mir vertretene Anschauung über ihre Ursachen erbracht zu haben: Diese sind wie anderwärts in Norddeutschland*) in Kristallinen des tieferen Untergrundes zu suchen. Das wird durch die Ausdehnung, ihre Gestalt, die Störungsamplitude, die Gradienten usw. dieser Anomalien wahrscheinlich gemacht und ebenso durch ihre Beziehungen zu den Anomalien der Schwerkraft und zum Küstenverlauf. Beziehungen zur Tektonik der oberflächennahen Sedimentgesteine sind wohl vorhanden, aber entweder ganz lokaler oder nur indirekter Natur.

*) Über ähnliche Ansichten Fr. Schuhs, des Entdeckers der magnetischen Methode für die Erforschung des norddeutschen Untergrundes, siehe diese Zeitschr. 4. Jahrg. S. 304 ff. und Sitzungsber. d. Naturf. Ges. in Rostock, 3. Folge, Bd. II, 1927/28.

Die optische Station in Simferopol.

Von J. Tichanowsky in Simferopol.

Im Jahre 1926 wurde von mir in Simferopol eine optische Station gegründet. Die Aufgabe dieser Station ist die Ausführung der verschiedenen geoptischen Beobachtungen und die Klärung einiger Fragen, wie der Geoptik überhaupt, sowie auch der Optik der Krim im einzelnen; dabei ist hier freilich die Optik aller Wellenlängen vorausgesetzt.

Das Programm der Beobachtungen, nach allmählicher Ausbreitung, besteht gegenwärtig in systematischen täglichen Messungen folgender geoptischen Faktoren:

1. Sonnenscheindauer (Heliograph nach Welitschko).
2. Intensität der Sonnenradiation bei der Masse der Atmosphäre 3. was für Simferopol der Sonnenhöhe 18.8° entspricht, und zu wahren Mittag (Michelson-Aktinometer).
3. Radius des hellen Scheines um die Sonne in dieser Zeit, wie auch die Messungen der Sonnenradiation.
4. Sichtbarkeit des Berges Tschatirdag (Abstand etwa 20 km, Höhe 1600 m) zu Mittag (subjektiv).
5. Himmelspolarisation in 90° von der Sonne des unzerlegten Himmelslichtes und in Grün bei Sonnenhöhe 0, 20, 40, 60° und des unzerlegten Lichtes in Rot, Grün und Blau zu Mittag (Polarimeter von Martens).
6. Höhen über dem Horizont der neutralen Punkte von Arago und Babinet bei Sonnenhöhe 0° (Pendelquadrant von Jensen).
7. Albedo der Erdoberfläche für das unzerlegte Licht und in Grün zu Mittag (Albedometer nach Stuchtey und Wegener).
8. Himmelsfarbe in 90° von der Sonne bei allen Messungen der Himmelspolarisation (Blauskala von Linke).
9. Bewölkung in denselben Zeiten.

In der nächsten Zeit werde ich mit den systematischen Messungen der ultravioletten Sonnenstrahlung und durchdringenden Strahlung beginnen.

Resultate der Beobachtungen werden in zehntägigen Ausgaben des hydro-meteorologischen Dienstes des Schwarzen und Asowschen Meeres in Feodosia gedruckt. Die Station beabsichtigt in nächster Zeit ihre eigenen Mitteilungen herauszugeben.

Ich möchte gern wissen, wo sich noch ähnliche Stationen befinden, um eine Verbindung herstellen zu können.

Das Strömungssystem der Luft über dem tropischen Atlantischen Ozean nach den Höhenwindmessungen der Meteor-Expedition *).

Von E. Kuhlbrodt, Hamburg.

Während der Deutschen Atlantischen Expedition auf dem Forschungsschiff „Meteor“ in den Jahren 1925 bis 1927 wurden zahlreiche meteorologische Messungen in den höheren Luftschichten mittels Drachen- und Pilotballonaufstiegen durch Prof. Reger und den Berichterstatter ausgeführt. Die lange Dauer der Forschungsfahrt von mehr als zwei Jahren ermöglichte eine große Häufung dieser aerologischen Beobachtungen, und die systematische Anlage der Schnitte von der südamerikanischen zur afrikanischen Küste brachte eine recht gleichmäßige Verteilung der Messungen über das ganze große Gebiet des Atlantischen Ozeans etwa von 20° nördl. bis 60° südl. Breite. Die Bearbeitung des umfangreichen Beobachtungsmaterials ist im Gange. Die Ergebnisse werden wesentlich sein sowohl für die Kenntnisse des großen Luftaustauschs zwischen niederen und höheren Breiten als auch für die Praxis der ozeanischen Luftfahrt.

Dank der verbesserten Technik, vor allem der Benutzung des Spiegeltheodolithen der Seewarte zum Anvisieren der Ballone, erreichten über dem tropischen Ozean im Gebiet von etwa 20° N bis 20° S nahezu 500 Ballonschnitte eine mittlere Höhe von mehr als 8000 m, die größten Höhen lagen bei 18 bis 21 km.

Die erste statistische Verarbeitung der Höhenwindmessungen läßt bereits wichtige Ergebnisse erkennen bezüglich der großen Schichtung der Luftströmungen. Es werden Strömungskarten gezeigt für die Höhenschichten 500 m, 5000 m, 10000 und 15000 m; ferner graphische Darstellungen des Verlaufs der Nord—Süd- bzw. Ost—West-Komponenten, welche die Änderung jeder dieser Komponenten mit der Höhe bis 20 km hinauf kontinuierlich erkennen lassen, sowie die Änderungen mit der geographischen Breite und Länge.

Es ergibt sich, daß die Bewegung der Luftmassen in Richtung der Meridiane, also von Nord nach Süd und umgekehrt, nur schwach ausgeprägt, unregelmäßig und kompliziert ist (mit Ausnahme der untersten flachen Passatschicht). Das ist entgegen der Anschauung vom beständigen tropischen Luftkreislauf, nach welcher gerade die Meridionalkomponenten besonders ausgeprägt vorhanden sein und in stetiger Weise den Luftaustausch zwischen niederen und höheren Breiten bewirken sollen.

*) Kurze Inhaltsangabe des Vortrags auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft.

Die Hauptenergie der tropischen Luftströmungen liegt in Richtung der Breitenkreise, die Ost—West-Komponenten sind stark ausgeprägt und haben eine einfache und durchaus gesetzmäßige Schichtung. Über dem ganzen tropischen Gebiet liegt ein Luftkörper mit mäßig starker Bewegung von Ost nach West, er steigt von den subtropischen Breiten an und wölbt sich über dem Äquatorialgebiet hoch hinauf bis über 10 000 m Höhe und darüber. Die auf der Expedition gefundene obere Grenzfläche wird als Isohypsenkarte gezeigt. Es ist aber zu beachten, daß die Form und Höhe dieses mächtigen Luftkörpers, der mit „Urpasat“ bezeichnet wird, starken jahreszeitlichen und unperiodischen Schwankungen unterworfen ist. Die eigentlichen Passate selbst zu beiden Seiten des Äquators, für die ja ebenfalls die östliche Richtung charakteristisch ist, bilden nur die allerunterste Schicht des Urpasats, sie reichen im Mittel bis etwa 1500 m hoch hinauf. Über dem Äquatorialgebiet selbst überwiegt in allen Höhen des Urpasats die südöstliche Richtung, so daß wir hier von einem Lufttransport über den Äquator von der Süd- zur Nordhalbkugel sprechen können.

Über dem Urpasat mit Bewegung von Ost nach West liegt nun eine Luftschicht mit der umgekehrten Bewegung von West nach Ost. Alle genügend hoch hinaufreichenden Pilotaufstiege ergaben diese Schicht der hohen Westwinde. Die Strömungskarte im Niveau von 15 000 m zeigt eine ziemlich starke westliche Strömung über dem ganzen Gebiet, also einschließlich des Äquatorialgebiets, und zwar überwiegt bei weitem die nordwestliche Richtung. Wir können also hier, umgekehrt wie im Urpasatkörper, von einem Lufttransport von der nördlichen zur südlichen Halbkugel sprechen. Die „Antipassate“ gehören zu dieser Schicht, doch zeigt sich, daß die hohe Westwindschicht eine durchaus selbständige fundamentale Strömung darstellt unabhängig vom „tropischen Kreislauf“.

Sehr gesetzmäßig zeigt sich weiter die obere Begrenzung der Westwindschicht. Sie liegt im Mittel bei 16.5 bis 17 km Höhe. Darüber setzen wieder östliche Winde ein. Diese obere Grenzfläche der tropischen hohen Westwindschicht fällt zusammen mit der unteren Grenze der Stratosphäre, welche über dem Äquatorialgebiet bei 16 bis 17 km Höhe zu finden ist. In der untersten Stratosphäre herrschen somit schwache östliche Winde, wobei ein Überwiegen einer Meridionalkomponente nicht festzustellen ist. Höher hinauf müssen wir nahezu rein östliche Winde von großer Stärke annehmen.

Die Tatsache dieser ganz gesetzmäßig gefundenen großen Höhenschichtung: Ost — darüber West — darüber Ost, über dem ganzen tropischen Gebiet des Atlantischen Ozeans einschließlich des Äquatorgebiets selbst ist wohl das wichtigste Ergebnis der Höhenwindmessungen der Meteor-Expedition.

Ergebnisse und Aufgaben der meteorologischen Strahlungsmessungen.

Von R. Süring.

Nach Bemerkungen über Methodik und Apparatur werden besprochen: Strahlungsklimatische Untersuchungen; Messungen in verschiedenen Spektralbereichen; theoretische und experimentelle Arbeiten über den Energieaustausch zwischen Atmosphäre und Erde; Klimastörungen, die sich in Anomalien des Durchlässigkeitskoeffizienten für Strahlung äußern; Schwankungen der Solarkonstanten.

Das meteorologisch wirksame Spektrum der direkten Sonnenstrahlung beginnt bei etwa 0.3μ , hat ein Maximum bei 0.5 bis 0.6μ , und endet bei etwa 3μ . Das untere Ende des Spektrums ist durch eine Ozonbande, das obere durch Wasserdampfbanden abgegrenzt. Absorptionsbanden des Wasserdampfes zeigen sich schon von 0.9μ an; von 6.3 bis 34μ ist die Wasserdampfbande nicht unterbrochen; die Annahme, daß einige dieser Banden von flüssigem Wasser und nicht von Wasserdampf herrühren, ist nach G. Hettner¹⁾ nicht berechtigt. Das Maximum der Energie des wolkenlosen Himmelslichtes liegt bei 0.4μ und verschiebt sich bei bewölktem Himmel bis 0.8μ . Die dunkle vom Boden und von den Luftschichten ausgesandte Strahlung liegt — soweit sie für die Meteorologie in Frage kommt — auf Wellen zwischen 7 und 14μ mit einem Maximum zwischen 8 und 10μ . Diese Wellengebiete zwischen 0.3 und 3μ , sowie zwischen 7 und 14μ werden nachfolgend als „meteorologisches Strahlungsgebiet“ betrachtet.

Das meteorologische Problem der Sonnenstrahlung besteht darin, zu untersuchen, was an Strahlungsenergie quantitativ und qualitativ zu uns gelangt, wie die Atmosphäre diese Strahlung verändert, und welche Energiemengen in der Atmosphäre und auf der Erde infolge der Bestrahlung umgesetzt werden. Die Intensität J der Strahlung wird entweder in Kalorien oder in Joule- bzw. Wattsekunden ($1 \text{ g-cal} = 4.184 \text{ Joule}$) ausgedrückt²⁾, ihre Beziehung zur Beschaffenheit der Atmosphäre durch den Durchlässigkeitskoeffizienten q oder durch den Absorptionskoeffizienten (Extinktionskoeffizienten) a , neuerdings vielfach ergänzt durch den Trübungsfaktor T . F. Linke³⁾ hat den Trübungsfaktor in die Bouguer-Lambertsche Formel eingeführt, um wenigstens angenähert den Einfluß der optischen, chemischen und meteorologischen Beschaffenheit der Atmosphäre auf die Güte der Luftmasse m kenntlich zu machen. Die Bouguer-Lambertsche Formel nimmt dann die Gestalt an:

$$J_m = J_0 q_m^m T = J_0 e^{-a_m m T}.$$

$mT = 1$ ist die relative Weglänge einer vollkommen staubfreien und trockenen Luftmasse bei Zenitstand der Sonne vom Meeresspiegel an gerechnet, der Faktor T gibt also an, wie viele ideale Atmosphären gerade die gleiche Ex-

tinktion geben würden, wie die vorhandene Atmosphäre. T ist daher ein recht anschauliches, wenn auch kein exaktes Kriterium für die Reinheit der Luft, wie die folgenden Mittelwerte von T zeigen.

	Arosa	Potsdam	Frankfurt a. M.
Sommer	1.80	2.72	3.79
Winter	1.34	1.99	3.08

Die Verschiedenheiten des Trübungs-faktors sind auch für getrennte Spektralbereiche untersucht worden⁴⁾. Über den prognostischen Wert des Trübungs-faktors sind die Ansichten noch geteilt.

Mangelhaftigkeit der Apparatur hat lange Zeit die Entwicklung der meteorologischen Strahlungsforschung aufgehalten; in den letzten Jahren hat sich das gründlich geändert. Es gibt mehrere Apparatetypen, welche die Intensität der gesamten direkten Sonnenstrahlung — allerdings mit Einschluß einer Sonnenumgebung von etwa 4° Winkelabstand — thermometrisch, optisch oder thermoelektrisch mit einer relativen Genauigkeit von 2 bis 3 Proz. messen, wenn alle Vorsichtsmaßregeln in der Handhabung beachtet werden. Der Zustand der Absolutinstrumente ist noch nicht ganz befriedigend; auch hier herrscht eine Unsicherheit von 1 bis 2 Proz.; die amerikanische Smithsonianskala und die schwedische Ångströmskala weichen sogar um 3 Proz. voneinander ab; doch wird hierüber voraussichtlich schon auf der nächsten internationalen Zusammenkunft eine Einigung erzielt werden.

Die Messung der diffusen Himmelsstrahlung bei Tage ist gleichfalls befriedigend möglich, besonders mit den Apparaten von Ångström, der seine Apparatur auch registrierend eingerichtet hat. Ergebnisse mehrjähriger Registrierungen der Tagesstrahlung von Sonne plus Himmel sind unter anderem aus Davos (Dorno) und Stocksund bei Stockholm (Ångström) veröffentlicht⁵⁾; auch aus England und Nordamerika liegt einiges Material vor. Ångström bestimmt thermoelektrisch die Temperaturdifferenz zwischen einer geschwärzten und einer weißen Lamelle, und die Fortschritte bestehen darin, daß es gelungen ist, einen weißen Anstrich — eine ölige Suspension von Zinkoxyd zu finden, die für dunkle Strahlung von mehr als 4μ fast dasselbe Absorptionsvermögen hat wie Platinschwarz (98 Proz.). Die beiden Streifen geben keine Temperaturdifferenz bei langwelliger Bestrahlung, der Apparat reagiert daher nur auf Tageslicht. Der Witterschutz ist durch eine sehr homogene und transparente Glasglocke aus Zeiss-Flintglas erreicht. Hier setzen nun die Schwierigkeiten ein, wenn man den gesamten Strahlungsaustausch, also auch die Ausstrahlung bei Tage messen will, denn es gibt kein Filter, das für Wellen von mehr als 4μ vollkommen durchlässig ist. Ångström hilft sich bei seinem Pyrgeometer für nächtliche Ausstrahlung mit einer Platte aus Flußspat, welche Strahlung bis zu 12μ durchläßt. Einen Apparat, welcher diese Effektivstrahlung, also die Differenz zwischen der kurzwelligen Einstrahlung und der langwelligen Ausstrahlung direkt mißt, hat neuerdings F. Albrecht-Potsdam konstruiert. Albrecht verzichtet auf jede Windschutzhülle und eliminiert den Windeinfluß

durch Messung der Temperaturdifferenz zwischen bestrahlter Platte und Lufttemperatur bei zwei verschiedenen Heizungen der Platte. Hierzu wird die Differenz der Temperatur einer frei exponierten Platte gegen die Lufttemperatur bei Bestrahlung und bei bekannter elektrischer Heizung gemessen oder registriert⁶⁾.

Hinsichtlich der Qualität der Strahlung sind neuerdings vielfache Versuche gemacht, gewisse Spektralteile der Sonnen- oder Himmelsstrahlung zu messen. Abgesehen von rein physikalischen Studien über Messungen bestimmter Spektrallinien kommen hier spektroskopische und Filtermessungen gewisser Spektralbereiche in Frage. Die spektroskopischen Methoden von Goldschmidt und Alt (Gitter oder Prisma vor einer photoelektrischen Kaliumzelle), Albrecht (Prisma vor einem elektrischen Widerstandsthermometer) und Gorczyński (Prisma vor einem Thermoelement) sind noch im Versuchsstadium⁷⁾. Filtermessungen in Verbindung mit photoelektrischen Zellen und mit Aktinometern für Wärmestrahlung sind zurzeit noch bequemer und wohl auch besser durchgearbeitet⁸⁾. Sehr saubere spektroskopische Messungen des kurzwelligen Teiles der Sonnenstrahlung bei 0.3μ sind besonders von Dorno, Fabry und Buisson, Götz, Hoelper und Dobson ausgeführt⁹⁾.

Hinsichtlich der Ergebnisse der meteorologischen Strahlungsforschung stehen strahlungsklimatische Arbeiten an erster Stelle. Ausgehend von den Bedürfnissen der Heilkunde sind zunächst in Davos (Dorno), dann in einer größeren Zahl von Kurorten (z. B. Arosa, Riezlern im Algäu, Agra im Tessin, Taunus, Schreiberhau, Wyk auf Föhr) ausgedehnte Messungen über Intensität der Gesamtstrahlung und besonders der ultraviolettten Strahlung angestellt und verarbeitet. Hand in Hand damit gehen die bis 1883 zurückreichenden Messungen an Observatorien (Montpellier, Stockholm, Potsdam, Frankfurt, Warschau, Petersburg usw.) und auf Expeditionen (Linke, Atlantischer Ozean und Argentinien; Gorczyński, Ozeane, Sahara, Mexiko, Siam; Perlewitz und Georgii, Atlantischer Ozean).

Wenn auch den älteren Messungen — bis etwa zum Jahre 1900 — meist nur ein geringer Grad von Genauigkeit zukommt, so sind sie doch hinsichtlich der Änderungen von Monat zu Monat und von Jahr zu Jahr vielfach mit Erfolg benutzt. H. H. Kimball hat mittlere Monatswerte für 90 Orte zusammengestellt und F. Linke hat mittlere Tagessummen der Sonnenstrahlung auf eine zur Strahlungsrichtung senkrechte Fläche monatsweise für geographische Breiten von 0° , 20° , 40° , 50° , 60° , 70° und 80° abgeleitet. Es ist eine der wichtigsten Aufgaben der Zukunft, für eine bessere Vergleichbarkeit und Prüfung der verschiedenen Arten von Instrumenten Sorge zu tragen. Für praktische Zwecke hat J. Schubert die Bestrahlung von Flächen verschiedener Neigung und Himmelsrichtung aus den von W. Marten zusammengestellten strahlungsklimatischen Daten Potsdams abgeleitet¹⁰⁾.

Auf das spärliche Material von direkten Messungen der Himmelsstrahlung ist schon hingewiesen worden. Glücklicherweise besteht nach A. Ångström für

mittlere Breiten eine lineare Beziehung zwischen Gesamtstrahlung J_s bei der Bewölkung S ($S = 1$ für wolkenlosen Himmel, $S = 0$ für ganz bedeckten Himmel) und der Strahlung bei wolkenlosem Himmel J_1 , so daß aus den leicht ausführbaren Registrierungen der Sonnenscheindauer und Messungen der Himmelsstrahlung bei wolkenlosem Himmel brauchbare Mittelwerte der gesamten Himmelsstrahlung für einen Ort abgeleitet werden können. Als Beziehungs-gleichung wurde gefunden für

$$\text{Stockholm (A. Ångström)} \quad J_s = J_1 (0.235 + 0.765 S),$$

$$\text{Washington (H. Kimball)} \quad J_s = J_1 (0.22 + 0.78 S).$$

Bei vielen dieser strahlungsklimatischen Arbeiten hat man schon auf die Intensität verschiedener Spektralteile Rücksicht genommen. Dabei hat sich gezeigt, daß die Intensitätsverteilung eine deutliche Abhängigkeit von der geographischen Breite hat. Es ist dies auch nicht verwunderlich, denn wenn der Wasserdampf abnimmt, also vom Äquator zum Pol oder vom Meeresniveau bis in große Höhen, müssen die Wasserdampfbanden des Spektrums eine Verschiebung des optischen Schwerpunktes gegen kürzere Wellen verursachen. Gorczyński fand bei gleicher Gesamtintensität von 1.22 cal in Europa und in den Tropen für die Tropen eine Abnahme des Rotgehalts (oberhalb von 0.8μ) um 6 Proz. Es ist noch nicht festgestellt worden, wie eine Abschwächung der Strahlungsintensität im Rot durch eine stärkere Intensität im kurzwelligen Spektrum kompensiert wird. Gorczyński ist mit solchen Messungen in Mexiko beschäftigt; über die Änderungen des Transmissionskoeffizienten mit der Höhe hat das Meteorologische Observatorium Potsdam im Sommer 1928 in einem Dreiecksnetz in Tirol (Höhenunterschied 2420 m) Messungen angestellt.

Hinsichtlich der Durchlässigkeit der Atmosphäre in verschiedenen Spektralbereichen interessiert am meisten — therapeutisch und geophysikalisch — der rasche Abfall der Strahlung bei 0.3μ . Fabry und Buisson vor allem haben durch jahrelange sorgfältige Messungen festgestellt, daß dieser Abfall nur zum kleinsten Teile von atmosphärischen Zuständen der unteren Luftschichten abhängt, vielmehr seine Ursache haben muß in einer Ozonschicht von etwa 3 mm äquivalenter Dicke in einer Höhe von 30 bis 40 km. Weitere Untersuchungen (Dobson, Götz, Hoelper) haben drei anscheinend zuverlässige, aber nicht aufgeklärte Feststellungen geliefert:

1. Der Ozongehalt nimmt mit steigendem Luftdruck ab, oder — wie Dobson und Götz es ausdrücken — die Höhe der Stratosphäre ist am größten, wenn der Ozongehalt am größten ist.
2. Die Ozonschicht ist am größten im Frühling, am kleinsten im Herbst.
3. Die Ozonmenge ist in der Nacht größer als am Tage¹¹⁾.

Absorptionskoeffizienten in anderen Wellenbezirken als Ultraviolett sind besonders für Wasserdampf-, Dunst- und Staubabsorption untersucht worden;

diese Arbeiten stehen meist in engem Zusammenhang mit Ermittlungen über den Trübungsfaktor. Durch die allzu scharfe Einstellung auf den Trübungsfaktor wird die geophysikalische Deutung der Ergebnisse etwas eingeschränkt. Eine Betrachtung der Ergebnisse unter allgemeinen Gesichtspunkten dürfte noch verfrüht sein ¹²⁾.

Neben der Strahlungsemission von Sonne und Himmel ist die Emission des Erdbodens und die Absorption von Wolken, Luftmassen und Erde für das Strahlungsgleichgewicht von Bedeutung. Die am Boden wirksame (effektive) Ausstrahlung setzt sich nachts zusammen: 1. aus der Ausstrahlung des Bodens oder des Strahlungsgeräts (im allgemeinen nach dem Stefan-Boltzmannschen Strahlungsgesetz), 2. aus der Gegenstrahlung etwaiger Wolken und 3. aus der Gegenstrahlung der Luftschicht.

Aus den Untersuchungen von Defant geht hervor, daß die Strahlung der Wolke nur außerordentlich wenig die Strahlung eines schwarzen Körpers von der Temperatur der unteren Begrenzung der Wolke übertrifft. Zunahme des Wasserdampfgehalts vermindert zwar die Bodenausstrahlung, erhöht aber die Gegenstrahlung, und insgesamt nimmt die effektive nächtliche Ausstrahlung mit zunehmendem Wasserdampfgehalt ab. Die geringe effektive Bodenstrahlung bei bedecktem Himmel ist bei niedrigen Wolken zum größten Teile eine Folge der Strahlung der Wolkendecke. Der Einfluß der Gegenstrahlung der Luftschicht zwischen Wolke und Erde ist um so größer, je höher die Wolke ist. Eine hohe Wolke ist aber im allgemeinen kälter als eine niedrige und kompensiert dadurch zum Teil den stärkeren Einfluß einer Gegenstrahlung der Luftschicht. Immerhin bleiben nach den Beobachtungen von Ångström und Åsklöf ziemlich große Unterschiede der effektiven Ausstrahlung übrig ¹³⁾:

Bewölkung:	heiter	nb; str; str-cu	a-str	ci-str
Eff. Ausstrahlung . .	0.169	0.023	0.039	0.135 cal cm ⁻² min ⁻¹

Will man die effektive Bodenausstrahlung für Wärmeaustauschbetrachtungen verwenden, so kann man angenähert die Ausstrahlung in eine lineare Beziehung zur Stärke der Himmelsbedeckung setzen. Nach Ångström gilt die Formel:

$$R_w = R_0 \left(1 - k \frac{w}{10} \right),$$

wo R_w die Ausstrahlung bei der Bewölkung w (0 wolkenlos, 10 ganz bedeckt), R_0 die Ausstrahlung bei wolkenlosem Himmel, k einen von der Wolkenart abhängigen Faktor (für hohe Wolken etwa 0.2, für niedrige 0.9) bedeuten. R_0 hängt vom Wasserdampfgehalt ab.

Auch für die nächtliche Abkühlung gilt eine ganz analoge Gleichung, so daß man die Abkühlung der Luftmassen proportional der effektiven Ausstrahlung setzen kann. Da letztere um so kleiner ist, je größer der Wasserdampfgehalt der Luft ist, so besagt dies, daß die direkte Ausstrahlung der mit Wasserdampf vermengten Luft nicht die alleinige Ursache der nächtlichen Abkühlung ist,

und darin zeigt sich schon die Schwierigkeit, wenn man Strahlungsergebnisse zu Energiebetrachtungen erweitern will. Höchstens um eine Größenordnung verschieden sind die Energieänderungen infolge von nächtlicher Ausstrahlung, ungeordneter Zirkulation und — wie Ertel in einer bald erscheinenden Arbeit zeigt — stratosphärischer Druckänderungen. Es wäre ein Referat für sich, die hier hineinspielenden Arbeiten (u. a. W. Schmidt, Defant, Exner) zu berücksichtigen. Besonders kompliziert wird das Problem, sobald man zur dreidimensionalen Darstellung (Berücksichtigung des Austausches in den höheren Luftschichten) übergeht.

Für klimatologische Überschlagsrechnungen (Defant, Ångström) genügt es, unter Berücksichtigung des Massenaustausches nach W. Schmidt die Energiezufuhr auf verschiedenen Breitengraden aus Einstrahlung, mit Rücksicht auf das Reflexionsvermögen von Wasser und Land, aus Ausstrahlung und aus Energiezufuhr durch Kondensation und Verdunstung zu berechnen¹⁴⁾. Hierbei genügt es, in erster Annäherung die Ausstrahlung auf allen Breiten einander gleich zu setzen, da sich gegen den Äquator hin die Wirkungen von zunehmender Temperatur und zunehmendem Wasserdampfgehalt ungefähr kompensieren. Ångström fand so, daß sich die Energieumsätze, auf die Flächeneinheit bezogen, durch die Formel

$$Q = M + N \cos^2 \varphi$$

darstellen lassen, wobei M und N Konstante und φ die geographische Breite bedeuten.

Ganz außerordentlich kompliziert wird das Problem, wenn man die wahre Temperatur- und Wasserdampfgehaltverteilung mit der Höhe in die Rechnung einführt. Hergesell hat wohl als erster aus der wahren Wasserdampfverteilung Schlüsse auf die ausgehende Strahlung gezogen¹⁵⁾. R. Mügge und G. Simpson haben insbesondere die Bedeutung der Stratosphärentemperatur für das Strahlungsgleichgewicht (und umgekehrt) hervorgehoben. Nach Simpson sendet uns die Stratosphäre mehr als $0.12 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ in Form von langwelliger Strahlung zu. Die wirklich beobachtete gleichmäßige Temperatur der Stratosphäre ist daher unverständlich, wenn wir nicht einen Austausch mit der hohen Ozonschicht annehmen. G. Falckenberg, E. Stoecker und R. Steiner haben für die untersten Luftschichten den Einfluß von H_2O und CO_2 untersucht und sind zu der Ansicht gekommen, daß die Entstehung der Bodeninversion schon vor Sonnenuntergang durch Umwandlung der von H_2O und CO_2 zugestrahnten Bandenstrahlung in schwarze Erdstrahlung zu erklären ist¹⁶⁾.

Recht groß ist schließlich die Literatur über strahlungsklimatische Störungen, wie sie durch Vulkanausbrüche entstehen; allerdings liegen nur wenige korrekte Zahlenangaben darüber vor, inwieweit die Abnahme der Sonnenstrahlung durch Verstärkung der diffusen Strahlung kompensiert wird. Abgesehen von den Messungen von Dorno in Davos gibt es auch keine Daten dafür, wie sich die

Störungen spektral verteilen. Natürlich ist die Verringerung der ultravioletten Sonnenstrahlung am größten. Man hat auch untersucht, inwieweit die Strahlung durch die Sonnenfleckperiode beeinflusst wird. Lindholm hat zur Ermittlung solcher Einflüsse aus ungestörten Tagen des Zeitraums 1909 bis 1926 die Extinktion berechnet, welche nicht durch molekulare Zerstreuung oder Wasserdampf entstanden ist, also nur die eigentliche Staubtrübung. Die Berechnung hat aber trotz aller Sorgfalt zu keinem positiven Ergebnis geführt¹⁷⁾.

Die Frage nach einer Inkonstanz der Sonnenstrahlung außerhalb der Erdatmosphäre ist noch ungeklärt. Kurzperiodische Schwankungen der Solar-konstanten werden von C. G. Abbot und H. Clayton angenommen; jedoch halten die weitaus meisten Meteorologen und Geophysiker die von den genannten Forschern angeführten Beweisgründe nicht für ausreichend. Vielleicht erklären sich die kleinen Schwankungen durch Änderungen der hohen atmosphärischen Ozonschicht; jedenfalls ist eine Nachprüfung auf astronomischem Wege erwünscht, etwa durch Vergleichen mit den Helligkeitsschwankungen von Planeten, wobei die Wirkung der Erdatmosphäre durch Anschluß der Helligkeit an Fixsterne ausgeschaltet werden kann¹⁸⁾.

Aus der vorangegangenen Darstellung wird man schließen müssen, daß trotz des in den letzten Jahren stark angewachsenen Beobachtungsmaterials die Messungen zu sehr auf die Erdoberfläche und die untersten Luftschichten beschränkt geblieben sind. Strahlungsbeobachtungen im Flugzeug, Ballon und Hochgebirge sind eine dringende Aufgabe für die Zukunft. Dabei ist neben der direkt einfallenden Strahlung auch das Absorptionsvermögen der Luft auf verschiedenen Wellenlängen zu untersuchen.

Eine zweite meteorologische Aufgabe besteht darin, die Beziehung zwischen Trübung der Atmosphäre und Wetterlage eingehender zu verfolgen; auch hier ist eine spektrale Zerlegung der einfallenden Strahlung erwünscht.

Drittens ist für einen besseren Anschluß der verschiedenen Apparatetypen untereinander zu sorgen; mindestens sollte jedes größere Land einen oder mehrere Standardapparate haben. Erst dann ist zu erwarten, daß der Strahlungshaushalt der Atmosphäre fehlerfrei ermittelt wird.

Literatur *).

¹⁾ G. Hettner: Über das ultrarote Absorptionsspektrum des Wasserdampfes. *Ann. Phys.* **55**, 476 (1918).

²⁾ Diskussion zwischen A. Ångström und Sir Napier Shaw über Wärmemaß oder elektrisches Maß der Strahlung in *Monthly Weather Review* **55**, 364, 491 (1927) und *Quart. Journ. R. Met. Soc.* **53**, 448 (1927).

³⁾ F. Linke: *Beitr. z. Phys. fr. Atmosph.* **10**, 91 (1922); *Meteorol. Zeitschr.* **39**, 161 (1922); *Zeitschr. f. Geophys.* **1**, 55 (1925).

*) Die folgende Literaturzusammenstellung stellt natürlich nur einen kleinen Auszug aus den zahlreichen Veröffentlichungen des letzten Jahrzehnts dar.

- 4) U. a. W. Hartmann: Meteorol. Zeitschr. **42**, 337 (1925); P. Götz: ebenda **42**, 477 (1925); W. Milch: Zeitschr. f. Geophys. **1**, 109, 151 (1925); O. Hoelper: ebenda **1**, 251 (1925); W. Milch: Gerlands Beitr. z. Geophys. **16**, 98 (1927).
- 5) C. Dorno: Meteorol. Zeitschr. **39**, 303 (1922); A. Ångström: Meddelanden Meteorol.-Hydr. Anstalt (Stockholm) **4**, Nr. 3 (1928).
- 6) A. Ångström: Meddelanden Meteorol.-Hydr. Anstalt (Stockholm) **3**, Nr. 12 (1927). F. Albrecht: Meteorol. Zeitschr. **45**, 465 (1928).
- 7) H. Goldschmidt: Meteorol. Zeitschr. **43**, 241 (1926).
- 8) K. Büttner: ebenda **45**, 272 (1928).
- 9) C. Dorno: Licht und Luft im Hochgebirge. Braunschweig 1909. Weitere Literatur siehe unter ¹¹⁾.
- 10) H. H. Kimball: Monthly Weather Review **55**, 155 (1927) (mit vielen Literaturangaben); F. Linke: Handbuch d. normalen und pathol. Physiologie **17**, 463 (1928); J. Schubert: Meteorol. Zeitschr. **45** (1928); W. Marten: Abhandl. d. Preuß. Meteorol. Inst. **8**, Nr. 4 (1926).
- 11) Fabry und Buisson: Journ. de phys. **2**, 197 (1924); G. M. Dobson: Proc. Roy. Soc. London **110**, 660 (1926); **114**, 521 (1927); P. Götz: Das Strahlungsklima von Arosa, 1926; J. Cabannes et J. Dufay: Journ. de phys. **7**, 257 (1926); **8**, 125 (1927); O. Hoelper: Zeitschr. f. Geophys. **3**, 184 (1927); P. Götz and G. M. Dobson: Proc. Roy. Soc. London **120**, 251 (1928).
- 12) O. Hoelper: Zeitschr. f. Geophys. **1**, 251 (1924/25); W. Milch: ebenda **2**, 334 (1926); Gerlands Beitr. z. Geophys. **16**, 66 (1927); C. Dorno: Grundzüge des Klimas von Muottas-Muraigl, 1927; W. Hartmann: Gerlands Beitr. z. Geophys. **18**, 30 (1927).
- 13) A. Defant: Geografiska Annaler **4**, 99 (1922); A. Ångström: Smithson. Misc. Coll. **65**, Nr. 3 (1915); Meteorol. Zeitschr. **33**, 529 (1916); **34**, 14 (1917); S. Asklöf: Geografiska Annaler **2**, 253 (1920).
- 14) A. Defant: Geografiska Annaler **3**, 309 (1921); A. Ångström: ebenda **7**, 122 (1925); Gerlands Beitr. z. Geophys. **15**, 1 (1926).
- 15) H. Hergesell: Arbeiten d. Preuß. Aeron. Obs. Lindenberg **13**, 1 (1919); R. Mügge: Zeitschr. f. Geophys. **2**, 63 (1926); Spezialarbeiten d. Geophys. Inst. Leipzig **3**, 239 (1927); G. C. Simpson: Memoirs R. Meteorol. Soc. **3**, Nr. 21 (1928).
- 16) G. Falckenberg und E. Stoecker: Beitr. z. Phys. fr. Atmosph. **13**, 246 (1927); G. Falckenberg: Meteorol. Zeitschr. **44**, 108 (1927); **45**, 55 (1928).
- 17) C. Dorno: Meteorol. Zeitschr. **34**, 253 (1917); **37**, 82 (1920); H. H. Clayton: Smithson. Misc. Coll. **77**, Nr. 6 (1925); N. N. Kalitin: Gerlands Beitr. z. Geophys. **15**, 376 (1926); F. Lindholm: ebenda **18**, 127 (1927).
- 18) C. G. Abbot: Quart. Journ. R. Met. Soc. **52**, 1 (1926); Smithson. Misc. Coll. **80**, Nr. 2 (1927); H. H. Clayton: Monthly Weather Rev. **53**, 522 (1925); F. Linke: Meteorol. Zeitschr. **41**, 74 (1924); W. Milch: Zeitschr. f. Geophys. **1**, 374 (1924/25).
-

Ergebnisse von Drehwaagemessungen in Schleswig-Holstein.

Von **Karl Jung** in Potsdam. — (Mit neun Abbildungen.)

(Gehört zu den mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft ausgeführten Arbeiten.)

Im Anschluß an die magnetischen Messungen von Herrn Dr. Reich wurde ein Gradientenzug mit der Eötvösschen Drehwaage zwischen Husum und Flensburg vermessen. Die aus den Gradienten berechneten Schweredifferenzen verlaufen im wesentlichen der Anomalie der magnetischen Vertikalintensität parallel. Überschlagsrechnungen zur Tiefenbestimmung lassen als Ursache der Gradienten hochgekommene ältere Gesteine vermuten, bei deren Aufpressung der magnetisch wirksame Gesteinskern als Widerlager gedient hat. 5 km östlich Schobüll ist vielleicht hochgepreßtes Devon, der Ursprung der bei Schobüll festgestellten Devonscholle, erfaßt.

Diese Arbeit fügt sich als Teil in die größere Aufgabe, die Anomalien Norddeutschlands mit verschiedenen geophysikalischen Methoden (magnetisch, gravimetrisch, seismisch) zu untersuchen. Herr Dr. Reich hat in Schleswig-Holstein magnetische Messungen ausgeführt und bereits veröffentlicht¹⁾. Das Ergebnis zeigt ein Maximum der magnetischen Vertikalintensität Z , das sich von der Gegend um Schleswig in nordwestlicher Richtung bis zur Westküste erstreckt. Auf Grund dieser Messungen habe ich, veranlaßt von Herrn Prof. Angenheister, mit Mitteln der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft längs der Landstraße Husum—Flensburg einen Gradientenzug mit der Eötvösschen Drehwaage, Konstruktion Gepege 1925, senkrecht zur Richtung der magnetischen Isanomalien vermessen, die Stationen I bis XIV (Fig. 1) im September 1927, die Stationen A bis N im August und September 1928. Herrn Prof. Angenheister danke ich für das große Interesse, das er dem Fortgang der Arbeiten entgegenbrachte. Bei der Ausführung der Messungen haben mich mein Kollege Dr. Köhler und die Mechaniker Rauchfuß und Mertz tatkräftig unterstützt.

Fig. 1 zeigt die Schweregradienten, die Krümmungsgrößen und die Isanomalien der magnetischen Vertikalintensität. Das Gradientenbild ist unruhiger als das der magnetischen Anomalie. Jedoch läßt sich erkennen, daß bei den Gradienten die Richtungen parallel der Landstraße, d. i. senkrecht zum Verlauf der magnetischen Isanomalien, vorherrschen. Gradienten, die etwa auf ein und derselben Isanomale liegen, bestätigen oft einander im Richtungssinn, manchmal auch der Größe nach. Solche Stationspaare sind die Stationen (XIV, A), (D, E), (II, L), (XII, H), (IV, F) und (XI, G), auch die Gruppe (K, XIII, J, III) ist in recht guter Übereinstimmung. Somit darf man wohl trotz des großen Stationsabstandes (etwa 1.2 bis 1.5 km) die Messungen von Husum bis halbwegs Flensburg aufeinander beziehen und die Gradienten zur Ableitung des Schwereverlaufs benutzen.

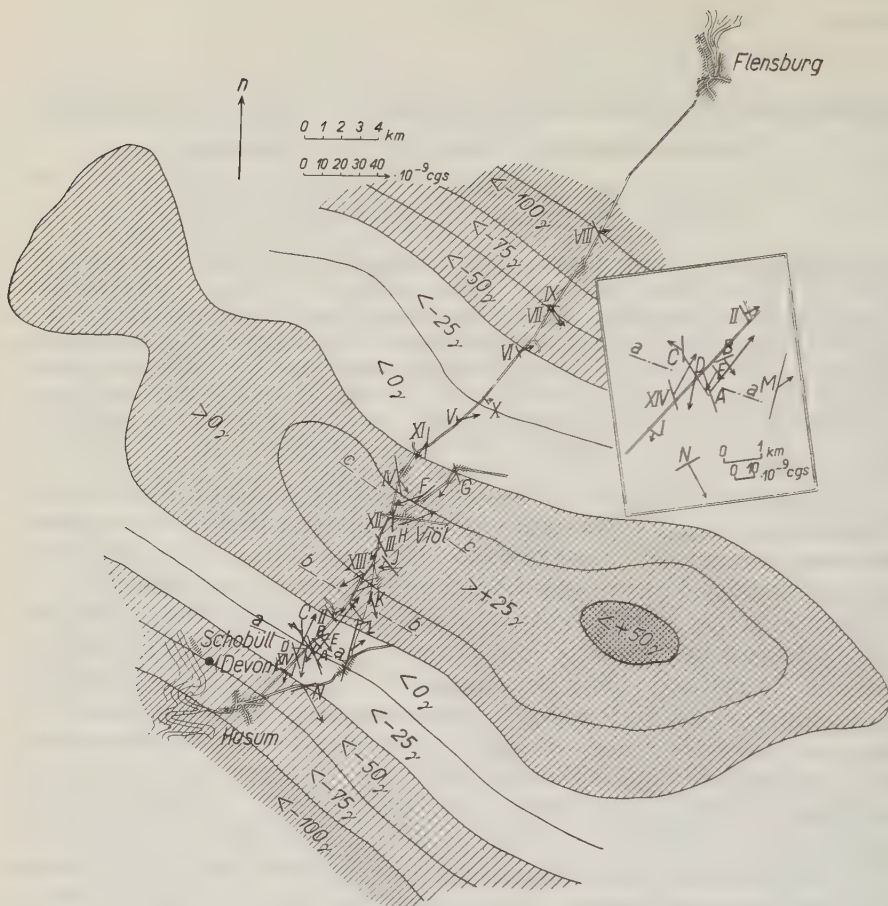
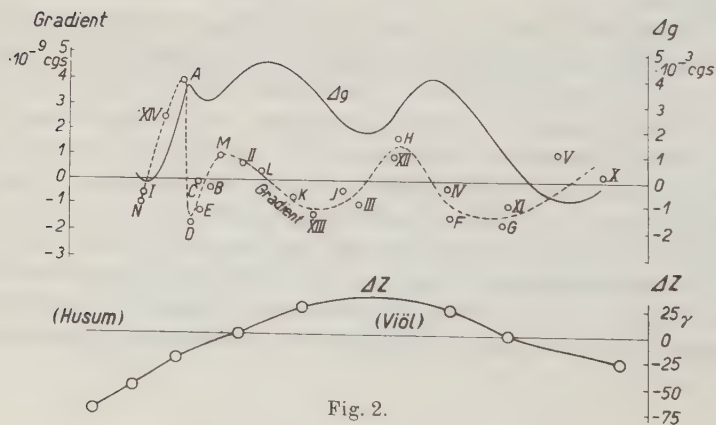


Fig. 1.



Klarer wird das Bild, wenn man die der Landstraße parallele Komponente des Gradienten aufzeichnet, wie die punktierte Linie der Fig. 2 angibt. Hierbei ist die Richtung Husum—Flensburg positiv angenommen. Durch einfache Integration der Gradientenkurve erhält man den Verlauf der Schwereanomalie, den die ausgezogene Δg -Kurve wiedergibt. Wie ein Vergleich mit der darunter angegebenen magnetischen Anomalie ΔZ zeigt, verlaufen die Anomalien der Schwerkraft und der magnetischen Vertikalintensität im wesentlichen einander parallel. Natürlich ist die Schwerekurve bewegter als die magnetische, da ja die Drehwaage von hoch liegenden, dem Apparat nahen, selbst kleinen Massen sehr stark beeinflusst wird.

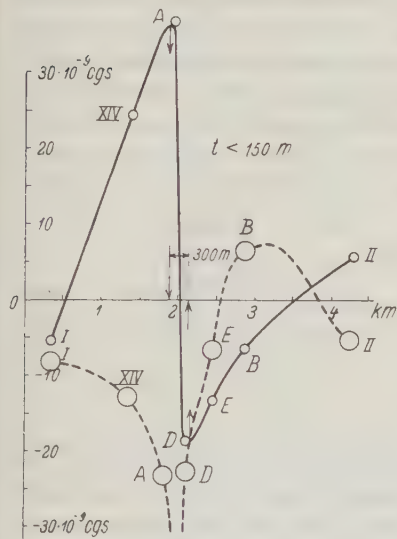


Fig. 3 a.

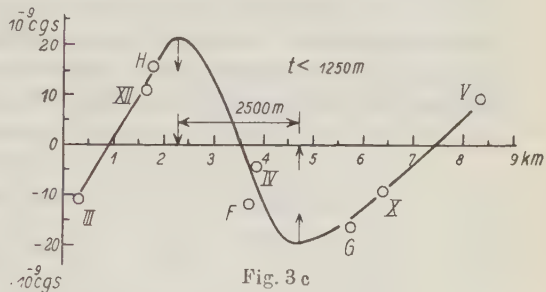


Fig. 3 c

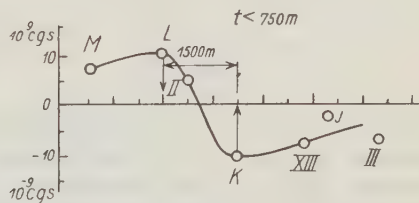


Fig. 3 b.

Aus dem Bilde des Gradienten und der magnetischen Vertikalintensität ist zu schließen, daß Massen größerer Dichte und stärkerer Magnetisierung in der Gegend von Viöl, von NW nach SO streichend, näher an der Oberfläche liegen als bei Husum und Flensburg. Die Tiefe der unter der Oberfläche verborgenen dichten Massen läßt sich nicht genau angeben. Dazu ist das Stationsnetz nicht dicht genug, und das Gradientenbild ist zu unruhig. An manchen Stellen jedoch sind ungefähre Angaben über die Maximaltiefe, oberhalb derer die dichten Massen angetroffen werden müssen, möglich. Zwischen den Stationen A und D, L und K, F und G befindet sich je ein Schweremaximum. Dort liegen also die dichten Massen besonders hoch. Soweit sich aus den vorliegenden Resultaten urteilen läßt, streichen sie etwa in den Richtungen $a-a$, $b-b$, $c-c$, also im wesentlichen parallel zur magnetischen Anomalie. Die Masse $a-a$ ist auch im Bild der Krümmungsgrößen zu erkennen. Das Gra-

dientenbild läßt vermuten, daß sie nach Husum zu steiler abfällt als nach der anderen Richtung. Über die Gestalt der Massen $b-b$ und $c-c$ sind ähnliche Angaben nicht möglich.

Unter diesen Umständen kann es sich bei einer Tiefenbestimmung nur um eine grobe Überschlagsrechnung handeln. Fig. 3a, b, c enthält den Verlauf der zu den Linien $a-a$, $b-b$, $c-c$ senkrechten Komponente des Gradienten, positiv gezeichnet, wenn der Gradient nach Flensburg, negativ, wenn er nach Husum weist. In Fig. 3a ist außerdem die dem Gradienten entsprechende Komponente der Krümmungsgröße (gestrichelte Linie) angegeben, positiv, wenn sie mit dem Gradienten gleichgerichtet ist, negativ, wenn sie auf ihm senkrecht steht. In einer früheren Veröffentlichung²⁾ habe ich Methoden gegeben, die die direkte Bestimmung von Lage und Ausdehnung einfacher Massenformen aus den Ergebnissen von Drehwaagemessungen ermöglichen, wenn die ungefähre Gestalt der Einbettung bekannt ist. Zur angenäherten Bestimmung kann man annehmen, daß die Einbettung bei $a-a$, $b-b$ und $c-c$ senkrecht aufsteigen und oben

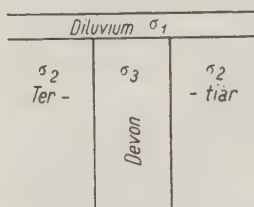


Fig. 4a.

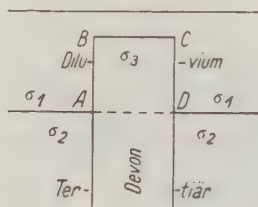


Fig. 4b.

horizontal begrenzt sind. Schief aufsteigende Massen müssen höher liegen, um dasselbe Gradientenbild zu verursachen. Man erhält unter der Annahme senkrechten Aufsteigens Maximalwerte für die Tiefe. Wie aus den Ausführungen auf S. 268 in der genannten Veröffentlichung zu erkennen ist, ist bei senkrecht aufsteigendem Horst die Tiefe jedenfalls geringer als der halbe Abstand zwischen den Extremen des Gradienten, einerlei wie groß der Dichteunterschied gegen die umgebenden Massen ist. Dieser Abstand beträgt im Falle $a-a$ etwa 300 m, bei $b-b$ etwa 1500 m und bei $c-c$ etwa 2500 m. Die beiden letzten Werte sind wegen des großen Stationsabstandes wahrscheinlich zu hoch. Hieraus folgt: die dichten Einbettungen liegen an ihren höchsten Stellen jedenfalls nicht tiefer als etwa 150 m ($a-a$), 750 m ($b-b$) und 1250 m ($c-c$).

Wie mir Herr Dr. Reich, dem ich für seine geologische Beratung zu danken habe, mitteilt, läßt die Lage der Anomalie $a-a$, etwa 5 km östlich von Schobüll, es als möglich erscheinen, daß hochgepreßtes plastisches Devon dicht unter der Oberfläche liegt. Hiervon könnte die bei Schobüll festgestellte Devonscholle durch die Bewegung des glazialen Eises abgerissen sein. Die Aufklärung dieser Frage ist geologisch und geophysikalisch von Bedeutung. Freilich bleibt noch die Möglichkeit, daß Aufragungen des Tertiärs die Ursache sind.

früheren Veröffentlichung auf S. 269 bis 272 entwickelte Methode für rechteckige Querschnitte angewandt werden. Leider ist der Maximalwert der Krümmungsgröße unsicher, er wurde zu $35 \cdot 10^{-9}$ angenommen, der Maximalwert des

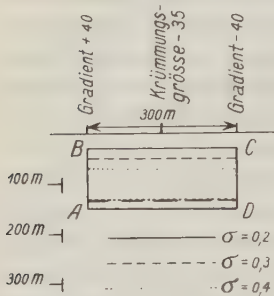


Fig. 6.

Gradienten zu $40 \cdot 10^{-9}$. Die Resultate für die Dichteunterschiede $\sigma = 0,2, 0,3, 0,4$ sind in Fig. 6 wiedergegeben. Der Dichteunterschied 0,4 kommt dem zwischen Diluvium und der Devonscholle am nächsten und man erhält wieder schätzungsweise eine Tiefe von 60 m. Bei nicht senkrechtem Ansteigen ist die Tiefe nicht so groß.

Die Tiefe wird noch geringer, wenn man einen kleineren Abstand zwischen den Extremen des Gradienten annimmt. Da die Messungen eine genaue Festlegung des Überganges vom Gradientenmaximum zum Minimum nicht erlauben, ist eine derartige Annahme vielleicht gerechtfertigt. So kann man ohne Zwang zu einer Tiefe von 20 bis 30 m kommen. Eine solche Tiefe ist mit der oben skizzierten Annahme über die Herkunft der Devonscholle von Schobüll sehr wohl verträglich.

Literatur.

- 1) H. Reich: Zur Frage der regionalen magnetischen Anomalien Deutschlands, insbesondere derjenigen Norddeutschlands. Zeitschr. f. Geophys. **4**, 84—102 (1928).
- 2) Karl Jung: Die Bestimmung von Lage und Ausdehnung einfacher Massenformen unter Verwendung von Gradient und Krümmungsgröße. Ebenda **3**, 257—280 (1927).

Aufsätze.

Zeitvergleich mittels Rußschreibers.

Von **Franz Lotze** in Göttingen. — (Mit zwei Abbildungen.)

Es wird eine für Uhrgangsbestimmung geeignete Methode zur Registrierung von Zeitzeichen mittels Rußschreibers angegeben.

Eine ständige Registrierung von Zeitzeichen zum Zwecke von Uhrgangsbestimmungen hat bei Benutzung photographisch registrierender Chronographen außer anderem den Nachteil erheblicher Kostspieligkeit, wenn man größere Laufgeschwindigkeit anwenden und die drahtlosen Zeitsignale in ihrer ganzen Länge ausnützen will. So würde man bei Laufgeschwindigkeiten von nur 5 bis 10 cm pro Sekunde zu einer vollen Registrierung bereits weit mehr als 10 m Film benötigen. Eine solche durch die Kostenfrage bedingte Beschränkung kann für gewisse Zwecke, wie Vergleich von Uhren untereinander usw., von Nachteil sein.

Es erschien darum nicht ohne Wert, eine Registriermethode auszuarbeiten, die die Nachteile der photographischen Methode vermeidet. Es war naheliegend, den immer sehr sicher und billig arbeitenden Rußschreiber anzuwenden, für den die folgende Arbeitsweise erprobt wurde:

Die drahtlosen Zeitzeichen werden mit einer gewöhnlichen Empfangsapparatur aufgenommen und betätigen ein sehr empfindliches, auf Stromschwankungen von 0.5 Milliampere ansprechendes Relais*). Dieses schließt während der einzelnen Zeitsignale einen Stromkreis, in welchem eine Batterie von 4 Volt und ein Elektromagnet E_1 (s. Fig. 1) liegt. Bei Stromschluß zieht

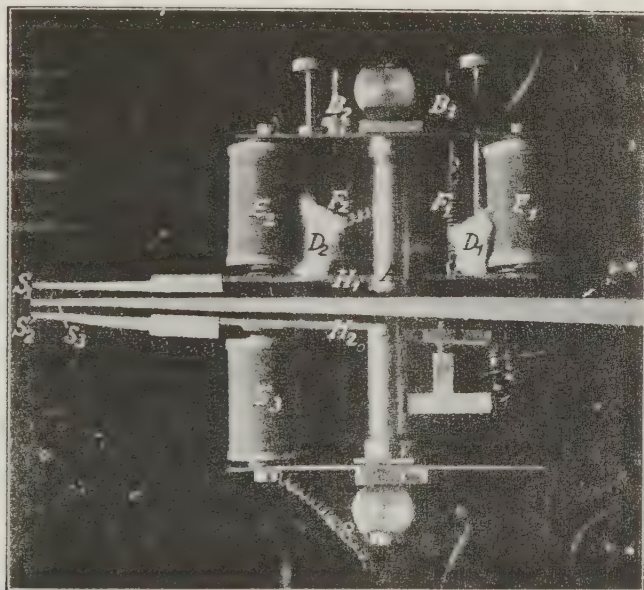


Fig. 1. Registrierapparatur, senkrecht von oben gesehen.

dieser den um die Achse A drehbaren Hebel H_1 an, welcher mittels einer Schreibspitze S_1 auf beruhtem Papier schreibt, das von zwei durch ein Uhrwerk betriebenen Walzen transportiert wird. Die Laufgeschwindigkeit des Papiers ist variierbar zwischen 1 cm und 30 cm pro Sekunde; die Abmessungen des Papiers sind derartig, daß eine etwa 13 m lange Registrierkurve gewonnen werden kann.

An dem gleichen Hebel H_1 greift auf der anderen Seite der Achse A ein zweiter Elektromagnet E_2 an, welcher in einem Stromkreis liegt, der vermittelt eines Relais von der Uhr, deren Gang bestimmt werden soll, im Sekundentakte geöffnet und geschlossen wird. Der Hebel H_1 wird von dem Magneten E_2 nach rechts, von E_1 nach links bewegt. Aus beiden Ausschlagsstellungen wird

*) Herrn Dr. Witte danke ich bestens für manche radiotechnischen Ratschläge.

er wieder in die Ruhelage durch zwei Federn F_1 und F_2 zurückgezogen. Außerdem sind zwei dämpfende Wattebüsche D_1 und D_2 angebracht, durch die gleichzeitig die Ausschlagweite des Hebelarmes reguliert werden kann. Da die elektromagnetischen Kräfte durch in den Stromkreis gelegte Widerstände, die Federspannungen durch die Schrauben B_1 und B_2 und die Hebelausschläge durch D_1 und D_2 regulierbar sind, lassen sich alle an dem Hebelarm H_1 angreifenden Kräfte so ausbalancieren, daß eine einwandfreie Registrierung von Uhrsekunden und drahtlosen Zeitzeichen in Überlagerung ermöglicht ist.

An einem zweiten Schreibhebel H_2 , der die Schreibspitze S_2 trägt, greift ein dritter Elektromagnet F_3 an, welcher mit E_1 in Serie geschaltet ist, also vermittelt des zuerst erwähnten Relais die gleichen drahtlosen Zeitsignale wie E_1 erhält. S_2 schreibt also die Zeitzeichen noch einmal für sich besonders auf. Dieses dient zur Erleichterung der Auswertung.

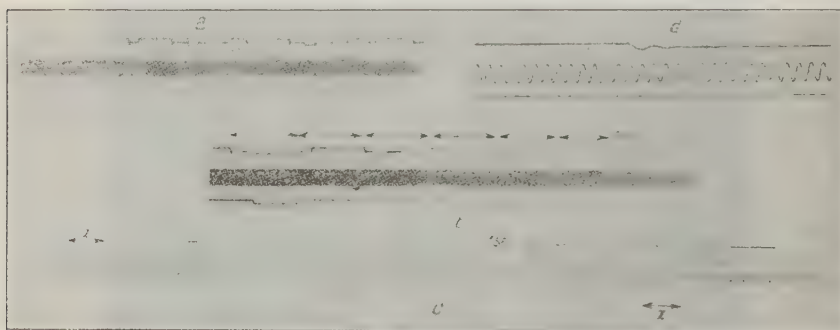


Fig. 2a bis 2d. Ausschnitte aus Diagrammen (nach photographischen Pausen).
Verkleinert auf etwa 0.63 nat. Gr.

Außerdem werden von dem Schreibstift S_3 , der zwischen S_1 und S_2 angebracht ist, die Schwingungen einer elektrisch angeregten Stimmgabel aufgezeichnet, die eine Frequenz von rund 90 Schwingungen pro Sekunde besitzt.

Die Fig. 2a und 2b zeigen Diagramme von Registrierungen bei einer Laufgeschwindigkeit von etwa 13 mm/sec, aus denen man das Arbeiten der Registriervorrichtung ersehen kann. Es handelt sich um Ausschnitte aus Aufnahmen von Pariser und Nauener Zeitzeichen. Die obere treppenförmige Kurve enthält Uhrsekunden und Zeitzeichen überlagert, während die untere eine gesonderte Registrierung der Zeitzeichen gibt, so daß die Auswertung der oberen Kurve keine Schwierigkeiten macht (siehe die Angaben der Figuren). Das breite Band in der Mitte stellt die Aufzeichnung der schwingenden Stimmgabel dar, die erst bei größeren Laufgeschwindigkeiten Bedeutung gewinnt.

In Fig. 2c ist ein Stück einer Aufnahme des Nauener Koinzidenzzeichens wiedergegeben, die bei einer Laufgeschwindigkeit von 122 mm/sec gemacht ist. Das Diagramm zeigt eine volle Sekunde mit einem eingeschalteten und einem vorausgehenden Koinzidenzzeichen (x in der Figur). Fig. 2d erweist, daß auch

noch bei einer Laufgeschwindigkeit von 217 mm/sec die Abrisse der Zeichen genügend scharf sind.

Um das für eine Registrierung zur Verfügung stehende Rußpapier weitgehend ausnutzen zu können, verfährt man so, daß man im allgemeinen geringe Geschwindigkeit anwendet und dieselbe bei den zwischen 12^h 58^m und 13^h alle 10 Sekunden erfolgenden Nauener Zeitsignalen jedesmal erhöht, um nach Aufzeichnung der 10 sec-Zeichen sofort abzustoppen. Bei den Koinzidenzzeichen gibt man der Geschwindigkeit nur größere Beträge während der Zeitspanne, in der eine Koinzidenz erfolgt*).

Die Auswertung der Registrierung geschieht in folgender Weise: In der Überlagerungskurve wird das Intervall zwischen Sekunde und Zeitzeichen mit einem scharfen Stechzirkel abgegriffen und an die Stimmgabelkurve gelegt. Die beiden Endpunkte werden hier durch feine Stiche markiert. Dann wird das Intervall durch Abzählung der Stimmgabelschwingungen bestimmt, wobei man sich eines für die betreffende Laufgeschwindigkeit geeigneten Zählmaßstabes bedienen kann.

Der mittlere Fehler einer Ablesung kann unter diesen Bedingungen bei Laufgeschwindigkeiten von etwa 15 cm auf weniger als ± 0.001 sec herabgedrückt werden. Die Registriergenauigkeit ist im allgemeinen nicht ganz so groß, da durch das Arbeiten der Relais, der Elektromagneten, des Empfängers usw. inkonstante Verzögerungen auftreten können. Allerdings lassen sich diese bei einer genauen Kontrollierung der Ströme durch eingelegte Meßinstrumente weitgehend regulieren.

Für die Registrierung von Zeitzeichen aber genügt auch ohne besondere Vorsichtsmaßregeln die Registriergenauigkeit vollauf, da, wie Mahnkopf**) kürzlich noch besonders betonte, die Ungenauigkeit der Zeitzeichen bzw. der Zeitzeichenkorrektur eine höhere Registriergenauigkeit schon von selbst illusorisch macht.

Da aber eine Steigerung der Registriergenauigkeit für den Vergleich von Uhren untereinander usw. einen Sinn hat, sind systematische Untersuchungen über die Größe der Fehlerquellen und ihre Vermeidung im Gange.

*) Die Regulierung der Geschwindigkeit wird einstweilen noch durch den Beobachter selbst vorgenommen, läßt sich aber leicht auch automatisch bewerkstelligen.

**) Diese Zeitschrift 4, 203 (1928).

Registrierung von radio-gegebenen Zeichen.

(Zu den von der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft unterstützten Arbeiten gehörig.)

Von **B. Brockamp**, Göttingen. — (Mit zwei Abbildungen.)

In Heft 5 der Zeitschrift für Geophysik berichtet Herr Dr. Köhler, Potsdam, über eine Apparatur zur Registrierung von Zeitzeichen. Seit dem Frühjahr dieses Jahres arbeiten wir mit einer sehr ähnlichen Apparatur, wie sie Herr Dr. Köhler beschreibt. Über die Ergebnisse der Untersuchungen nach dieser Seite hin habe ich unter dem 16. Juni 1928 an die Notgemeinschaft der deutschen Wissen-

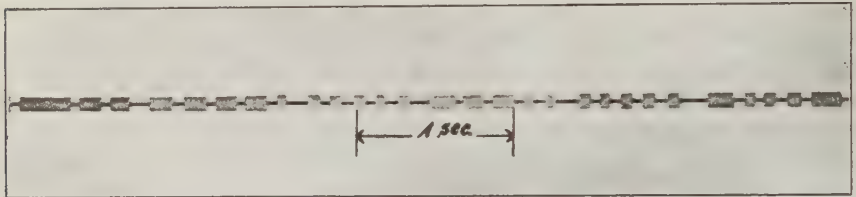


Fig. 1.

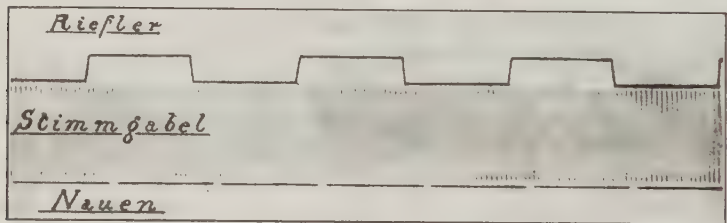


Fig. 2.

schaft berichtet und am 8. August in einer Sitzung der Sprengkommission darauf hingewiesen, daß wir bei den Schallspaltungen am 17. Juli die Zeitzeichen, die für die Schallbeobachtungen in Weimar gegeben wurden, bis Schneidemühl hin (Entfernung Weimar—Schneidemühl etwa 500 km) registrieren konnten.

Die von Herrn Dr. Witte und mir benutzte erste Apparatur beruht darauf, daß beim Empfang von Zeichen eine vom Anker eines Lautsprechermagnetsystems ausgehende Stoßstange einen Spiegel, der an einem Platin-Iridiumgehänge befestigt ist, bewegt. Da bei dieser Apparaturanordnung die Einsätze zwar scharf, die Abrisse aber zu wünschen ließen — bei großen Lautstärken schaukelt das Gehänge arg auf —, wurde eine Gummidämpfung angebracht und so wesentlich bessere Registrierungen erzielt. Um betriebssichere Feldinstrumente zu erhalten, ging ich dazu über, mit der Stoßstange fest verbundene

Biegefedern zu verwenden. Benutzt wurden Federn aus Stahl, Phosphorbronze, Tombak und Münzmetall. Federn aus den beiden letztgenannten Legierungen haben sich besonders bewährt. Die Stärke der Federn beträgt an der Biegestelle 50μ ; sie sind trotz der geringen Stärke durch die ihnen gegebene Form sehr stabil. Die geringe Trägheit und die guten elastischen Eigenschaften der Federn erlauben, sehr schnell gegebene Zeichen und Töne der verschiedensten Frequenz mit scharfem Einsatz und Abriß zu registrieren.

Bei Feldarbeiten hat sich die beschriebene Apparatur gut bewährt. So wurden, wie schon eingangs erwähnt, die Weimarer Zeichen in Schneidemühl registriert. Des öfteren haben wir die Pariser und Nauener Zeitzeichen zum Uhrenvergleich aufgenommen. Bei erdseismischen Sprengungen (mehrere Außenstationen) konnten ebenfalls die radio-gegebenen Zeiten registriert werden.

Bei zuverlässig laufendem Lichtschreiber mit hinlänglich hoher Laufgeschwindigkeit und unter Zuhilfenahme von Stimmgabelschwingungen läßt sich so eine Zeitangabe bzw. ein Zeitvergleich, wie sie für seismische und andere Felduntersuchungen (Schwermessungen?) erforderlich sind, ermöglichen.

Ein elektromagnetisches Meßverfahren zur Erforschung des Stromverlaufs eines dem Erdboden mittels zweier Elektroden zugeführten Wechselstromes.

Von H. Haalek, Berlin-Lichterfelde. — (Mit sieben Abbildungen.)

Bei den elektromagnetischen Bodenerforschungsmethoden bildet der Einfluß der stromdurchflossenen Leitungen auf das Aufnahmegerät einen Faktor, den man nach Möglichkeit beseitigen oder in Rechnung stellen muß. Im folgenden wird eine Messungsmethode angegeben, wie man mit Hilfe verschiedener Leitungsanordnungen im Gelände die Intensität und Richtung des allein vom Erdstrom herrührenden Magnetfeldes bestimmen kann mit Hilfe einfacher Richtungsmessungen. Ebenfalls ergibt sich ein Maß für die Größe der Wirkung des im Erdboden fließenden phasenverschobenen Induktionsstromes. Das Ergebnis einer Versuchsmessung wird mitgeteilt.

Vom Generator G (Fig. 3) ist der eine Pol direkt an die Elektrode E_1 angeschlossen; die Zuleitung zur zweiten Elektrode E_2 wird bei A verzweigt und beiderseitig in gleicher halbrechteckiger Form um das Untersuchungsgebiet herumgeführt. Im Erdboden fließt einmal der direkte Elektrodenstrom zwischen E_1 und E_2 (im Prinzip durch Fig. 1 dargestellt), außerdem die durch die beiden Leitungszweige L_1 und L_2 im Erdboden induzierten Ströme, welche ein Wirbelfeld bilden und in der Phase um etwa 90° verschoben sind (im Prinzip durch Fig. 2 dargestellt; in Wirklichkeit überdecken sich die Felder, auch fließen außerhalb des Leitungsnetzes Induktionsströme usw.). Die außerdem noch im

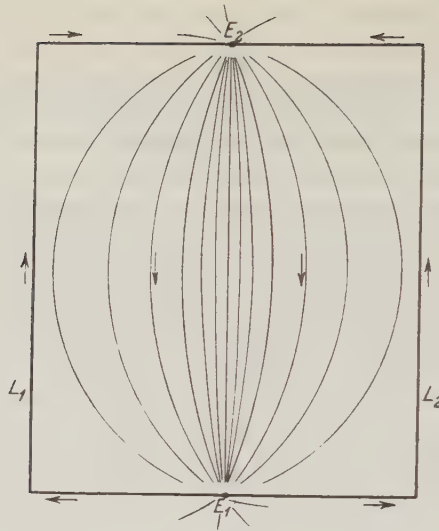


Fig. 1.

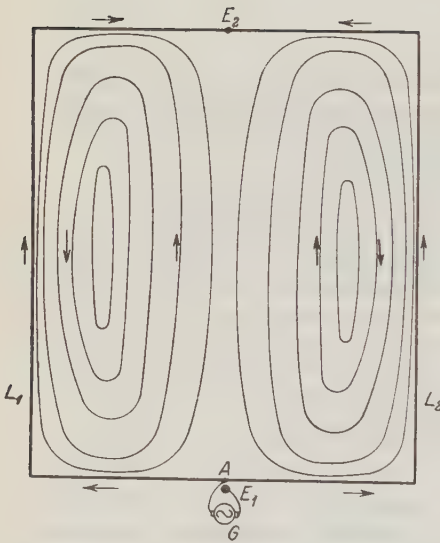


Fig. 2.

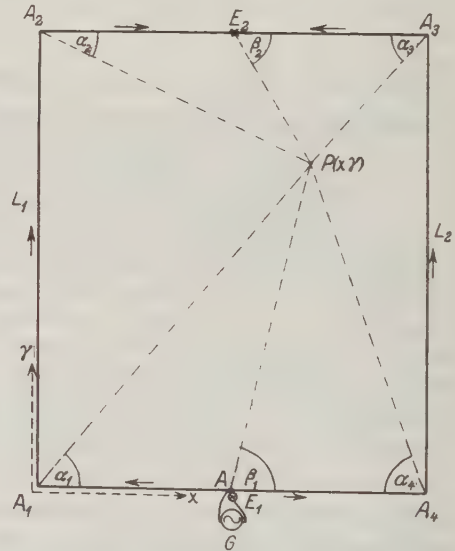


Fig. 3.

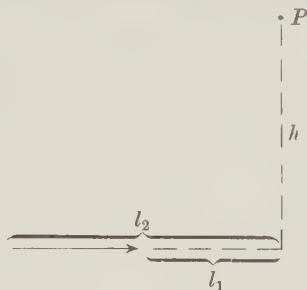
Untergrund erzeugten Ströme, welche ihren Ursprung in der induzierenden Wirkung der einzelnen Stromfäden aufeinander und in den kapazitiven Wirkungen haben, können bei niederfrequentem Strom praktisch vernachlässigt werden.

Es werde zunächst das magnetische Feld der Zuleitungen im Punkt $P(xy)$ berechnet. Untersuchungsgebiet und Leitungsnetz werden als in gleicher Ebene liegend vorausgesetzt.

$$\begin{aligned} A_1 A_3 &= A_3 A_4 = a, \\ A_1 A_4 &= A_2 A_3 = b. \end{aligned}$$

Die Lage des Koordinatensystems und der einzelnen Winkel α und β zeigt Fig. 3.

Die Feldstärke F eines Leitungsstückes $l = l_2 - l_1$ ist:



$$F = i \int_{l_1}^{l_2} \frac{h}{(l^2 + h^2)^{3/2}} dl = \frac{i}{h} \left\{ \frac{l_2}{\sqrt{l_2^2 + h^2}} - \frac{l_1}{\sqrt{l_1^2 + h^2}} \right\}.$$

Für die Feldstärke in P folgt dann durch Summation der Wirkung der einzelnen Leitungsstücke:

$$F = i_1 \left\{ \begin{aligned} &\frac{\sin \alpha_1 + \sin \alpha_2}{x} - \frac{\sin \alpha_3 + \sin \alpha_4}{b-x} \frac{i_2}{i_1} \\ &+ \frac{1}{y} \left[\cos \alpha_1 - \cos \beta_1 - \frac{i_2}{i_1} (\cos \alpha_4 + \cos \beta_1) \right] \\ &+ \frac{1}{a-y} \left[\cos \alpha_2 - \cos \beta_2 - \frac{i_2}{i_1} (\cos \beta_2 + \cos \alpha_3) \right], \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

wobei i_1 die Stromstärke in der Leitung L_1 und i_2 diejenige in L_2 bedeutet.

Unter Annahme folgender numerischer Werte:

$$\begin{aligned} b &= 1, \\ a &= 3/2, \\ i_2 &= i_1 = 1 \end{aligned}$$

zeigt Fig. 4 die Linien gleicher magnetischer Feldstärke in Einheiten von i_1/b . Die horizontale Komponente ist Null und der magnetische Vektor des Leitungsfeldes ist stets vertikal (positiv nach unten) gerichtet. Ein Profil etwa durch die Mitte der Elektrodenbasis gibt, wenn man den Einfluß der beiden Leitungen für sich darstellt, folgendes Bild (Fig. 5):

Messungen in der Nähe der Leitungen sind sehr leicht fehlerhaften Einflüssen zugänglich. Da der Einfluß der Leitungen sehr groß ist, so gehen kleine Unregelmäßigkeiten, wie z. B. Durchhängen der Leitung, Gelände-

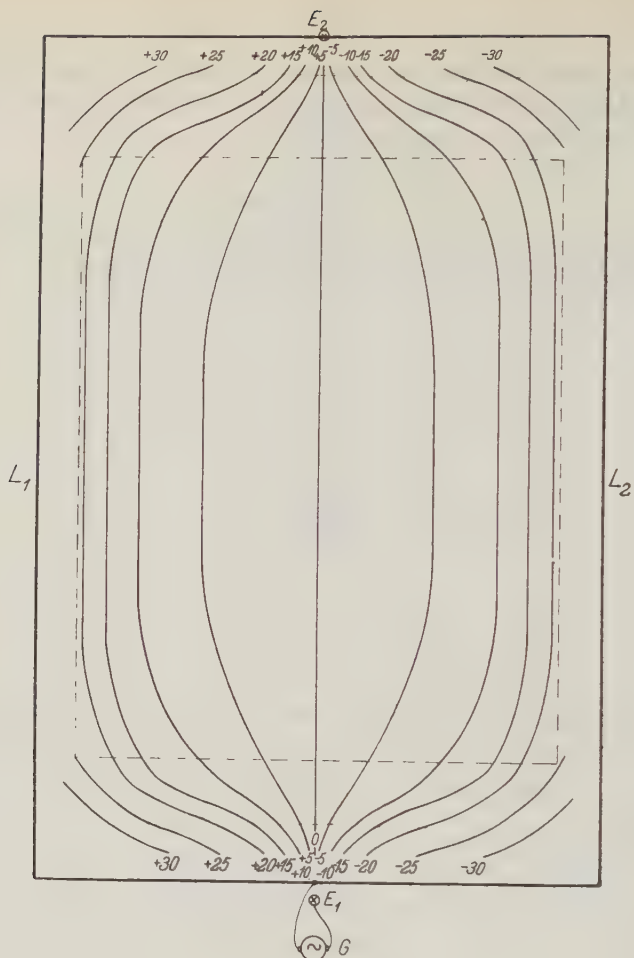


Fig. 4.

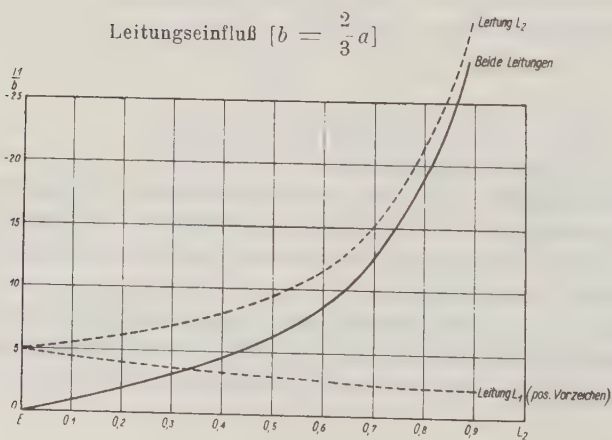


Fig. 5.

unregelmäßigkeiten, kleine Unregelmäßigkeiten in der Richtung usw., sehr stark in die Neigung bzw. Richtung des Rahmens ein und können daher, wenn sie nicht genau beachtet werden, unter Umständen Ursache von Irrtümern bilden. Es ist daher zweckmäßig, die Leitungen so weit um das Untersuchungsgebiet (in Fig. 4 gestrichelt gezeichnet) herumzuführen, daß der Abstand der Meßpunkte von der Leitung genügend groß bleibt. Der Fig. 4 nach muß dieser mindestens eine Größe von $0.08b$ bzw. $0.15a$ haben.

Der Leitungseinfluß auf das Aufnahmegerät ist für die Elektrodenbasis gleich Null. Um ihn für das ganze Untersuchungsgebiet bei den Messungen auszuschalten, kann man in folgender Weise vorgehen: Die Messungen werden längs Profilen parallel der Elektrodenbasis ausgeführt, wobei die Stromstärken in den beiden Leitungszweigen mit Hilfe eines regulierbaren Widerstandes in ein solches Verhältnis zueinander gebracht werden, daß der Leitungseinfluß sich für das betreffende Profil gerade aufhebt. Die Bedingung dafür ist $F = 0$. Für den mittleren Teil (angenähert bis etwa $0.2a$, Abstand von der Leitung) ergibt sich:

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{x}{b-x} \dots \dots \dots (2)$$

Messung und Berechnung des vom Erdstrom herrührenden Magnetfeldes kann auf folgende Weise geschehen:

Es sei α die Neigung des magnetischen Vektors an einem Punkte des Untersuchungsgebietes gegen die Horizontale, welche mit Hilfe des Induktionsrahmens in der bekannten Weise ermittelt wird*). Dann ist:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{Z}{H},$$

wo Z die vertikale, H die horizontale Komponente des totalen magnetischen Vektors bedeutet. Es bedeute jetzt:

$i \cdot Z$	=	vertikale Komponente des magnetischen Feldes des Erdstromes,
$i_1 \cdot Z_1$	=	" " " " " der Leitung L_1 .
$i_2 \cdot Z_2$	=	" " " " " " " L_2 .
$i \cdot H$	=	horizontale " " " des Erdstromes.

wobei $i = i_1 + i_2$ die gesamte Stromstärke bedeutet.

α	=	Rahmenneigung in der Minimumstellung bei Ausschaltung des Leitungszweiges L_2 ,
β	=	" " " " " Ausschaltung des Leitungszweiges L_1 ,
γ	=	" " " " " Einschaltung beider Leitungszweige.

*) Auf den Einfluß der durch die Phasenverschiebungen der einzelnen Stromkomponenten gegeneinander verursachten unscharfen Minima, welche nur eine mehr oder weniger angenäherte Bestimmung der Richtung des totalen magnetischen Vektors ermöglichen, soll an dieser Stelle nicht näher eingegangen werden.

Es ist dann mit Annäherung, indem wir zunächst die Wirkung der induzierten Erdströme vernachlässigen und den Elektrodenstrom allein als wirkamen Erdstrom annehmen:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{iZ + iZ_1}{i \cdot H} = \frac{Z + Z_1}{H} \quad \dots \dots \dots (3a)$$

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{iZ + iZ_2}{i \cdot H} = \frac{Z + Z_2}{H} \quad \dots \dots \dots (3b)$$

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{iZ + i_1 Z_1 + i_2 Z_2}{iH} \quad \dots \dots \dots (3c)$$

Das Stromstärkeverhältnis in den beiden Leitungszweigen geht in die Messungen ein, die Stromstärke selbst fällt bei den elektromagnetischen Rich-

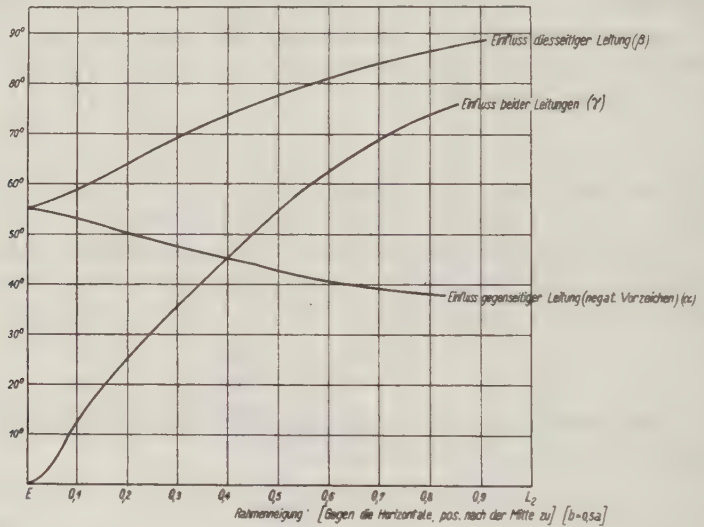


Fig. 6.

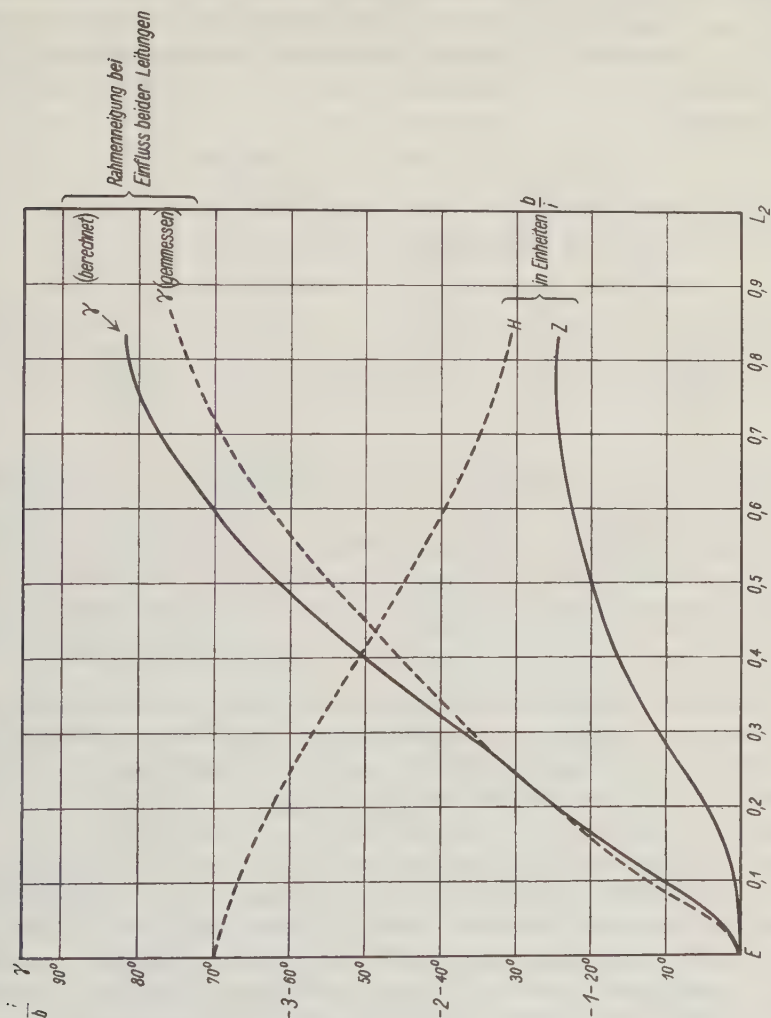
tungsmessungen heraus. α , β und γ sind durch Messung, Z_1 und Z_2 aus den Dimensionen der Leitung durch die Theorie bekannt. Die Unbekannten Z und H ergeben sich dann aus (3 a) und (3 b):

$$\left. \begin{aligned} H &= \frac{Z_1 - Z_2}{\operatorname{tg} \alpha - \operatorname{tg} \beta}, \\ Z &= \frac{Z_1 \operatorname{tg} \beta - Z_2 \operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \alpha - \operatorname{tg} \beta} = H \operatorname{tg} \alpha - Z_1, \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (4)$$

H und Z in Einheiten i/b (wie Z_1 und Z_2). Der Verlauf der Werte H und Z mit der Entfernung von der Elektrodenbasis ist bei homogenem Boden abhängig von dem Elektrodenabstand $E_1 E_2 = a$, dagegen nicht von der Breite b des Leitungsnetzes. Es ist daher richtiger, die Größen H und Z in Einheiten

von i/a auszudrücken. Eingesetzt in Gleichung (3c), ergibt sich für die Rahmenneigung, die mit γ' bezeichnet werde, bei Einschaltung beider Leitungszweige, wenn also tatsächlich kein Induktionsstrom im Erdboden vorhanden wäre:

$$\operatorname{tg} \gamma' = \frac{i \cdot Z + i_1 Z_1 + i_2 Z_2}{i \cdot H} = \frac{i_1 \operatorname{tg} \alpha + i_2 \operatorname{tg} \beta}{i} \dots \dots (5)$$



Da erfahrungsgemäß der Elektrodenstrom den Induktionsstrom bedeutend an Stärke übertrifft, so muß also γ' mehr oder weniger mit dem wirklich durch Messung gefundenen Wert γ übereinstimmen.

Um das Meßverfahren an einem praktischen Beispiel auszuprobieren, wurden die Messungen bei Gelegenheit einer elektrischen Vermessung in der

beschriebenen Weise längs einiger Profile ausgeführt*). Unter Vernachlässigung einiger unbedeutender Störungen wurden Mittelbildungen vorgenommen, um möglichst die Verhältnisse bei ungestörtem Untergrund**) zu erhalten. Fig. 6 zeigt die in der beschriebenen Weise gemessenen Werte von α , β und γ graphisch dargestellt, Fig. 7 die nach den Gleichungen (4) und (5) berechneten Werte von H , Z und γ' und ebenfalls die gemessenen Werte von γ .

Um ein Bild von der Größe der einzelnen Komponenten des magnetischen Vektors zu bekommen, brauchen wir nur die numerischen Werte einzusetzen:

$$i = i_1 + i_2 = 0,8 \text{ Amp.} = 0.08 \text{ cgs,}$$

$$b = 1.5 \text{ km,} \quad a = 2.7 \text{ km.}$$

Dann ergibt sich (in $\gamma = 10^{-5}$ cgs):

$b - x$ (in m)	$i_1 \cdot Z_{l_1}$	$i_2 Z_{l_2}$	$i_1 Z_{l_1} + i_2 Z_{l_2}$	$i \cdot H$	$i \cdot Z$	$\gamma' - \gamma$
750	+ 0.13	— 0.13	0	+ 0.19	0	0 ⁰
600	+ 0.11	— 0.16	— 0.05	+ 0.17	+ 0.01	2
450	+ 0.09	— 0.21	— 0.12	+ 0.13	+ 0.04	5
300	+ 0.08	— 0.30	— 0.22	+ 0.11	+ 0.06	8
150	+ 0.06	— 0.57	— 0.51	+ 0.08	+ 0.07	7,5

Der Einfluß des Leitungsnetzes auf das Aufnahmegerät überwiegt also — außer bis zu einem Abstand von etwa $300 \text{ m} = b/5$ von der Elektrodenbasis — den Einfluß des Erdstromes erheblich. Schaltet man nur einen Leitungszweig ein, so ist in diesem Falle das magnetische Feld dieses Leitungszweiges in 1000 m Entfernung (in diesem Falle $2 i_1 \cdot Z_{l_1} = 0.19 \gamma$, da der gesamte Strom $i = i_1 + i_2$ jetzt durch diese eine Leitung fließt) noch fast ebenso groß wie das maximale magnetische Feld des Erdstromes in der Elektrodenbasis.

Die Tatsache, daß der Leitungsstrom einen so überwiegenden Einfluß auf die elektromagnetischen Messungen ausübt, ist aus zwei Gründen sehr wichtig: erstens weil sich Unregelmäßigkeiten in der Leitungsführung (Richtungsänderungen, Höhenunregelmäßigkeiten od. dgl.) weithin in den Messungen bemerkbar machen, zweitens weil Ungleichheiten in der Leitfähigkeit des Untergrundes, welche aufzusuchen die Aufgabe der elektrischen Bodenforschung ist, sich mit wachsendem Leitungseinfluß um so geringer bemerkbar machen***).

Der Einfluß des im Erdboden fließenden phasenverschobenen Induktionsstromes, welcher sich — abgesehen von dem unscharfen Minimum — in der Größe $\gamma' - \gamma$ zu erkennen gibt, ist bei dem vorliegenden Versuch in der ersten Hälfte zwischen Elektrodenbasis und Leitung nicht merklich, nimmt dann mit der Annäherung an die Leitung zu; im Maximum beträgt er etwa 8° .

*) Aus einer von der Exploration G. m. b. H. durchgeführten elektrischen Vermessung im Erzgebirge.

**) Der Strom war im wesentlichen an die Oberflächenschicht gebunden.

***) Darüber soll in einem späteren Aufsatz berichtet werden.

Die Stärke des Induktionsstromes ist der Frequenz w des benutzten Wechselstromes proportional. Würde man also die Messungen mit anderen Stromfrequenzen wiederholen (dabei sind natürlich, um innerhalb der für die Hörbarkeit der Telephone günstigen Tonfrequenzen zu bleiben, Grenzen gezogen), so könnte man aus den sich ergebenden Unterschieden von $\gamma' - \gamma$ Schlüsse über den Verlauf des Induktionsstromes im Untergrund ziehen. Praktisch hat dieser Umstand freilich wohl kaum eine Bedeutung.

Die bebenauslösende Wirkung der Sonnenflecken, gezeigt an der sogenannten elfjährigen Periode.

Von Otto Myrbach, Wien. — (Mit zwei Abbildungen.)

Der Gang der Jahresfrequenz der in Wien registrierten Beben rechtfertigt — in Nah- und Fernbeben zerlegt — die Hypothese, daß Sonnenflecken Erdbeben auslösen können. Als Schulbeispiel für die Auslösung angesammelter Spannungen beim Aufleben der Flecken dient das Japanbeben vom 1. September 1923.

Der vorliegenden Mitteilung liegt wieder das mir von Herrn Prof. Conrad freundlichst zur Verfügung gestellte seismometrische Beobachtungsmaterial der Wiener Warte zugrunde. Bevor ich in späteren Mitteilungen nochmals auf die Fragen zurückkomme, die ich in meiner ersten Mitteilung angeschnitten habe, möchte ich diesmal nur kurz an der sogenannten elfjährigen Sonnenfleckenperiode zeigen, daß der Verlauf der Bebenfrequenz für eine Auslösung durch Sonnenflecken spricht.

Ich wende hier die deduktive Beweisführung an und will die Folgerungen, die sich aus der Annahme einer Bebenauslösung durch Flecken ergeben, an den Tatsachen nachprüfen. In welcher Weise muß die Jahressumme der Erdbeben auf den säkularen Gang der Sonnenflecken reagieren, wenn obige Annahme richtig ist?

Die unmittelbare Ursache für Erdbeben sind wohl anerkanntermaßen Spannungen in der Erdrinde. Sobald diese an irgend einer Stelle einen gewissen Schwellenwert überschreiten, werden die molekularen Energien in kinetische umgesetzt. Die Spannungen brauchen also bis zum Eintritt des Bebens eine gewisse Reifezeit. Tritt zu diesem endogen-terrestrischen Vorgang eine auslösende Kraft von außen hinzu, so braucht die Spannung nicht bis zum Schwellenwert zu reifen, sondern das Beben tritt schon früher ein. Für die jährliche Summe der Beben ergibt sich daraus folgender Schluß: Wenn die Erdkruste ohne äußere Störung ihrer eigenen, inneren Entwicklung überlassen bleibt, also nach unserer Annahme: bei geringer Sonnentätigkeit, werden alle Spannungen bis zum höchstmöglichen Schwellenwert anwachsen, es wird also seltener zu Beben kommen, dafür werden die zustande gekommenen Beben sehr stark sein

und dabei werden große kinetische Energien frei werden, es wird darum den Bebenwellen leichter sein, sich bis zu großen Entfernungen in einer Intensität fortzupflanzen, auf die Seismographen noch ansprechen. Es müßte also bei Fleckenarmut die Weltsumme der Beben gering, ihre mittlere Intensität aber groß sein. Um nicht mißverstanden zu werden, muß ich betonen, daß ich hier ausschließlich die Intensität des Bebens, nicht aber die Wellenamplitude des Diagramms im Auge habe!

Eine auslösende Kraft der Sonnenflecken müßte nun in folgendem Sinne wirken: die Beben werden schon ausgelöst werden, noch ehe der Schwellenwert erreicht ist. Sie werden dann keine solche Intensität mehr haben, dafür muß die Weltsumme der Beben größer werden, denn es werden auch schon geringe Spannungen zur Auslösung gelangen, die unter ungestörten Verhältnissen vielleicht gar nicht zu Beben geführt hätten. Und die häufigere Auslösung schafft neue Gelegenheiten zur Bildung neuer Spannungen. Wir haben also bei Fleckenreichtum vermehrte Weltsumme der Beben bei verminderter mittlerer Stärke zu erwarten.

Kompliziert werden die Verhältnisse, wenn wir die Weltsumme nicht kennen, sondern nur die Zahl der an einem Ort registrierten Beben. Da haben wir folgendes Verhalten zu erwarten: Die — in Wien — beobachteten Nahbeben (mit einer Herddistanz bis zu 1000 km) werden in erster Linie durch Frequenzzunahme auf verstärkte Auslösung reagieren. Zu diesen Nahbeben kommen aber noch die Fernbeben und deren Wellen werden um so häufiger bis Wien vordringen, je stärker sie sind. Obwohl also die Weltsumme der Beben bei ungestörter terrestrischer Reifung der Spannungen kleiner sein wird, muß unter solchen Umständen die Zahl der an einer Stelle registrierten Fernbeben größer sein. Die Nahbeben hingegen werden bei Fleckenarmut an einer Station (die wie Wien nicht in einem Hauptbebengebiet der Erde liegt) selten sein, weil die Spannungen in solcher Zeit Ruhe zur Reifung haben. Sobald aber dann eine regere Fleckentätigkeit der Sonne einsetzt, werden wir ein jähes Ansteigen der Nahbebenhäufigkeit zu erwarten haben, weil nun die während des Fleckenminimums herangereiften Spannungen der Reihe nach ausgelöst werden. Das Frequenzmaximum der Nahbeben ist also unbedingt vor dem Fleckenmaximum im ansteigenden Ast der Fleckenkurve zu erwarten. Denn, wenn einmal alle reifen Spannungen von dem vorangehenden Minimum her ausgelöst sind, kann auch das Fleckenmaximum keine Vermehrung mehr bringen.

Prüfen wir diese Folgerungen am Material: Die zweite Kurve (A) der Fig. 1 gibt den nach der Formel $\frac{a + 2b + c}{4}$ ausgeglichenen Häufigkeitsverlauf aller in Wien registrierten Beben. Die nächste Kurve (B) verbindet die Häufigkeiten der Nahbeben (ebenfalls ausgeglichen). Um nun aus der Summe aller Beben die Fernbeben möglichst rein herauszuschälen, habe ich zunächst die Zahlen der Nahbeben verdoppelt, um sie in der Größenordnung den Gesamtbebenzahlen anzunähern. Das kommt auf dasselbe hinaus, wie wenn ich den

Entfernungsradius für Nahbeben entsprechend vergrößert hätte. Diese verdoppelten Häufigkeiten sind dann von den Gesamthäufigkeiten abgezogen, die Differenzen ergeben als Anteil der Fernbeben die dritte Kurve. Schließlich ist zum besseren Vergleich mit dieser letzteren die Sonnenfleckenkurve mit umgekehrter Skala wiederholt.

Die Bestätigung der zu prüfenden Folgerungen aus der Auslösungshypothese ist eine vollkommene: der Anteil der Fernbeben geht fast genau parallel der verkehrten Fleckenkurve, d. h. zur Zeit des Fleckenminimums dringen am meisten ferne Beben bis Wien durch, folglich müssen sie durchschnittlich stärker sein, als zur Zeit des Fleckenmaximums, wenn nur wenige durchdringen.

Die Kurve der Nahbeben geht wahrscheinlich ungefähr parallel der unbekannten Kurve der Weltsummen, da sich ja die Weltsumme aus lauter Nahbebensummen zusammensetzen ließe, wenn wir genügend viele Bebenwarten und ihr ganzes Material zur Hand hätten. Von der Welthäufigkeit wird darum voraussichtlich dasselbe gelten, was hier die Häufigkeit der Nahbeben zeigt, und was nach unseren Erwartungen sehr einleuchtend ist: das Maximum der Häufigkeit fällt auf den ansteigenden Ast der Fleckenkurve, weil da alle zur Zeit des Fleckenminimums angesammelten Spannungen zur Auslösung gelangen.

Dasselbe, was ich hier für den säkularen Gang der Bebenhäufigkeit im Zusammenhang mit den Sonnenflecken gezeigt habe, dürfte auch für den Gang von Tag zu Tag gelten und wie nach ersterem ist auch nach letzterem die größte Gefahr für katastrophale Beben dann anzunehmen, wenn nach langer Zeit der Sonnenruhe Flecken heraufziehen. Diese Folgerung für den Gang der täglichen Beben wird zu überprüfen sein. Ich möchte nur ein besonders krasses Beispiel erwähnen.

Das letzte, hinter uns liegende Fleckenminimumjahr war 1923. Da war also die letzte Gelegenheit zur Heranreifung allergrößter Spannungen. Und

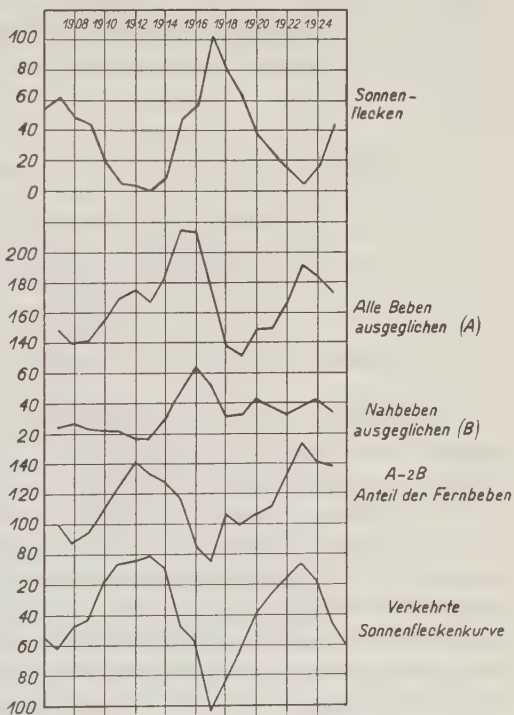


Fig. 1. Sonnenflecken und Frequenz der in Wien registrierten Beben.

innerhalb dieses ruhigen Jahres mußten auch fleckenarme Zeiten am günstigsten sein. Eine solche günstige Zeitspanne war, wie die Fleckenkurve in Fig. 2 zeigt, Juli und August. Ich habe Herrn Direktor Brunner von der Züricher Sternwarte um eine Kopie des Sonnenbildes vom 1. September jenes Jahres gebeten. Er war so freundlich, es mir mit einigen Bemerkungen über die Entwicklung des Sonnenzustandes zu senden, wofür ihm hier herzlichst gedankt sei. Nach einer Zeit minimaler Fleckentätigkeit ist eine Gruppe von vier Flecken am 1. September 1923 auf der uns zugekehrten Seite der Sonne in einem Abstand von 37 bis 43° östlich vom Zentralmeridian und in 28 bis 30° Südbreite plötzlich entstanden. Die Bildung dieser neuen Gruppe scheint ausgereicht zu haben, um das bekannte Japanbeben, das so eine entsetzlich katastrophale Wirkung hatte, auszulösen. Gewöhnlich erfolgt — was Oddone*)

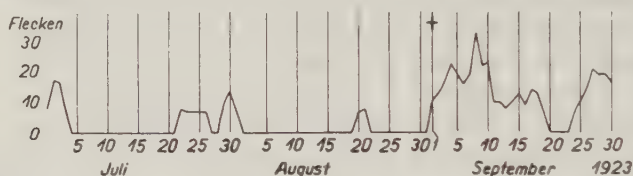


Fig. 2.

Sonnenfleckenvorlauf und Japanbeben vom 1. September 1923.

gezeigt hat, und ich durch weitere Beiträge erhärten zu können hoffe — die Auslösung erst, wenn der Fleck durch den Zentralmeridian geht. Damals war die Spannung infolge des vorangehenden Fleckenminimums schon so gewaltig, daß die Auslösung schon früher erfolgte. Herr Prof. Wolfer war so liebenswürdig, auf meine Bitte nachzusehen, ob am kritischen Tage Fackeln den Zentralmeridian passiert haben. Das negative Ergebnis dieser Durchsicht scheint die erwähnte Fleckenbildung für die Auslösung des Bebens allein verantwortlich zu machen. Zur Zeit eines Fleckenminimums dürfte es darum in Bebengebieten sehr vorteilhaft sein, scharf auf das erste Wiederaufleben von Flecken zu achten.

Die Fleckenbildung der Sonne scheint demnach für unsere Erdkruste einen außerordentlich wohlthätigen Wachdienst auszuüben und Spannungen in der Regel auszulösen, bevor sie zu den furchtbarsten Dimensionen anwachsen.

*) E. Oddone: Tremblements de terre et taches solaires. Verh. Intern. Seism. Assoz. im Haag 1907, S. 213—243.

The action of wind on seismographs.

By Whipple. — (With one Fig.)

In an article published recently*) by Prof. Gutenberg he expresses the opinion that the disturbances which are produced in seismograms during gales are due to the direct influence of air currents on the instruments. According to Gutenberg the disturbances can be eliminated by shielding the seismographic pendulums from draughts. Probably this generalisation applies to seismographs at most observatories but it is certainly not verified by experience with the instruments at Kew. These instruments are Galitzin seismographs and it will be seen from the illustration that the oscillations produced by wind are at times very violent. The disturbance of the horizontal pendulums, which are designed to show the EW and NS movements of the ground, is much more marked than the disturbance of the vertical pendulum. Now the cover of the vertical pendulum is provided with openings to allow for the adjustments which have to be made day by day, whilst the covers of the horizontal pendulums are sealed by vaseline so that no draughts can reach the pendulums. Nevertheless these are the pendulums which are affected by wind. To confirm the view that air currents are not responsible for the pendulum movements an experiment recommended by Prof. Wilip was tried. An electric fan was operated near the door of the seismograph room and considerable air currents were produced. The seismograph showed no disturbance whatever.

There seems to be no reason to doubt that the large movements of the horizontal seismographs are due to the rocking of the ground. That the disturbance is so great may be explained by the special circumstances. The observatory is in an open park and is therefore fully exposed to the wind. Moreover, the ground is so low-lying that it is frequently flooded. The gravel a few metres below the surface is always saturated. The Galitzin instruments stand on a concrete pillar, which is isolated from the floor of the basement and rests on gravel. It appears that in a strong wind the whole building is tilted, the underlying stratum on which the foundations rest yields and the movement is conveyed thro the seismograph pillar. It is fortunate that winds which are strong enough to make the seismographs useless are rare; otherwise we should have to find a new site for the instruments.

The illustration shows portions of the three seismograms for January 29th, 1928. During the day there was a South wind of 7 to 12 metres per second. Such a wind affects the N—S seismograms much more than the E—W. An East wind or a West affects both seismographs equally. This seems to show

*) Zeitschr. f. Geophys. 4, 246 (1928).

that the building does not tilt so readily East and West as North and South. It may be remarked that mere draughts in the seismograph room would not show such selective action.

It is of interest to ascertain how much tilting is required to account for the movements of the pendulums. A rough estimate can be made without any close consideration of the theory of the pendulum movements. Consider, for

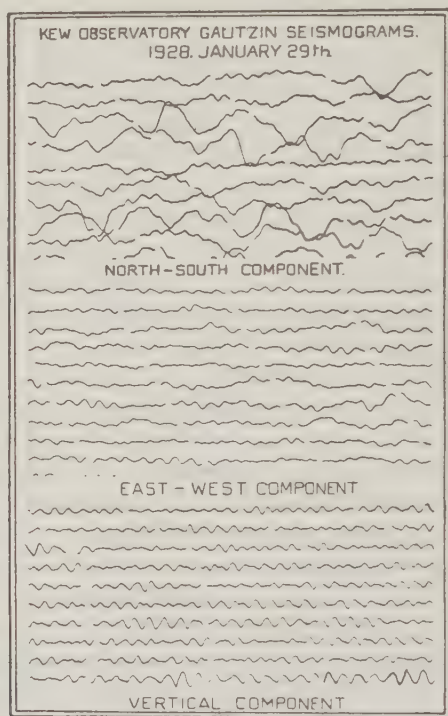


fig. 1.

instance, the case in which the wind-caused disturbance shows for one or two oscillations the period 40 seconds and an amplitude 2 cm. We know that if such oscillations had been due to teleseismic movements the periodic displacement of the ground would have had an amplitude 40 microns and the maximum acceleration of the ground would have been

$$\left(\frac{2\pi}{40}\right)^2 \cdot \frac{4}{10^3} \text{ cm/sec}^2 \text{ or } 10^{-4} \text{ cm/sec}^2.$$

The actual movement of the pendulum is due to the tilting of the pillar. Now tilting through an angle ψ is equivalent to changing the direction of gravity through that angle. The pendulum will swing in the same way as if the ground

had a horizontal acceleration $g\psi$. In this particular example the maximum value of the tilt ψ will be given by the equation

$$g\psi = 10^{-4} \text{ cm/sec}^2.$$

This value of ψ is .000 0001 radian or .02". Thus to produce the observed movement on the seismogram the pendulum should rock through this very small angle. The relative movement of points on the pillar a metre apart has the amplitude 0.1μ .

A vertical pendulum is designed so that it may not be affected by horizontal accelerations, and therefore, as the tilting of the apparatus is equivalent to horizontal acceleration, it is not recorded. Further, the vertical movement of a pillar such as ours is probably quite small. Even if the foundations of the observatory were to tilt as a whole about a median line through the angle that has been mentioned, 10^{-7} radian, the vertical seismograph, which is 3 metres from the median line, would only be lifted by 0.3μ . In the absence of other disturbance the seismograph would just show a movement with that amplitude and the microseismic period of 5 seconds, but generally the movement would be masked by the ordinary microseisms. The records reproduced here show that as a matter of fact there is no evidence for any direct effect of wind on the vertical seismograph.

One distinguished seismologist who had seen some of the Kew records admitted that the evidence for the tilting of the pillar was clear but thought that the tilting might be produced by air currents. It should therefore be noted that the greater part of the pillar is well shielded from the air currents (the trough between the pillar and the floor is almost covered by boards attached to the floor) and the part above the floor is only a quarter of the whole. That the very small air currents in the seismograph room should tilt the massive pillar seems highly improbable. It is much easier to believe that the strong winds acting on the outer walls of the observatory make the whole building and its foundations rock.

One other point may be mentioned. If our horizontal seismographs show tilting due to wind how do we know that they do not show the tilting due to teleseismic waves? The answer is, of course, that these waves as they reach us are very flat. Thus if a surface wave in which the vertical amplitude is 10μ and the period is 20 seconds travels with a velocity $3 \cdot 10^6$ cm/sec this maximum tilt is $\frac{1}{5}\pi \cdot 10^{-9}$ radian. This angle is much smaller than the angle mentioned above, 10^{-7} radian, and is too small to affect the movement of our pendulums. Shorter waves would be steeper and it is known that in countries where earthquakes actually occur the movements of the seismographs are affected by the tilting as well as by the acceleration of the ground. In teleseismic records there appears to be no risk of confusion.

Richmond, England, Kew Observatory.

About a recent discussion on the variation of the atmospheric ozone.

By J. Cabannes and J. Dufay.

Our paper „Les Variations de la quantité d’ozone contenue dans l’atmosphère“ ⁷⁾ was already in the press when we were informed of a discussion between Dobson ⁹⁾ and Götz ¹²⁾ on the one hand, Dorno ¹¹⁾ and Hoelper ⁸⁾ ¹⁰⁾ on the other hand.

Fabry and Buisson’s researches have shown that the variable absorption of the ultra-violet end of the solar spectrum results from variations in the amount of atmospheric ozone. Through daily measurements made at Oxford during several years, Dobson and his assistants discovered ²⁾ ³⁾:

(I a seasonal variation of the amount of ozone with maximum in Spring and minimum in Autumn,

(II a very marked correlation between the amount of ozone and barometric variations at a ten kilometers’ altitude measured by means of pilot-balloons.

Previous measurements of Götz ⁴⁾, made at Arosa, without a spectro-scope, and by a less precise but correct and very simple method led to the same results.

If we recall that the ozone layer is about forty-five kilometers high ⁶⁾, the latter result seems at first surprising, and Dorno and Hoelper suggested that it was erroneous. These authors explain the variations of the atmospheric transparency for ultra-violet solar radiations by the variable haziness of the low layers containing more or less dust and smoke. It is known, for instance, that the atmosphere is less clear in Spring than in Autumn; Götz himself has previously observed it in 1922 ¹⁾, but he has clearly distinguished this effect from the absorption of ozone.

We do not try to refute Dorno and Hoelper’s arguments, which seem to us rather obscure, but we shall only state that our recent papers ⁵⁾ ⁷⁾ confirm Dobson’s opinion without any possible discussion. Our method of determining the thickness of the ozone layer does not use the ultra-violet end of the solar spectrum, but only the wavelengths greater than $0.35\ \mu$ (as far as $1.6\ \mu$). For these radiations the optical density of the atmosphere was determined by Lindholm, Abbot and Fowle at Upsala, Washington, Calama, during the years (1903—1926). We have therefore numerous and certain data. The method we used is as follows: for measurements made on mountains the optical density is in inverse proportion to the fourth power of the wave-length; on a plain, the law of variation is somewhat different, but the representative curve is again easily traced. In both cases, we must except the data relative to the wave-length between 0.48 and $0.65\ \mu$: in this interval the measured

density exceeds the density given by the curve, a selective absorption is therefore added to the former. Now this selective absorption is identical with the ozone absorption determined by Colange in his laboratory. The advantage of this method with regard to the one criticized by Dorno and Hoelper, is that it substitutes interpolation for extrapolation as made by Fabry, Buisson and Dobson. It is here impossible to call in dusts or smokes!

Now, in studying with this method the mean monthly values of the atmospheric transparency above Mount-Wilson, from 1908 to 1920, we find again the seasonal variation announced by Dobson, and it is nearly identical in the three stations of Mount-Wilson, Oxford and Arosa.

Thus the conclusions of Dobson and his assistants are convincingly established.

Literatur.

1) P. Götz: Der Trübungsfaktor getrennter Spektralbereiche. Meteorol. Zeitschr. 1925, S. 478—481.

2) Dobson and Harrison: Measurements of the Amount of Ozone in the Earth's Atmosphere and its Relation to other Geophysical Conditions. Part I. Proc. Roy. Soc. 110, 660—693 (1926).

3) Dobson, Harrison and Laurence: Measurements of the Amount of Ozone in the Earth's Atmosphere and its Relations to other Geophysical Conditions. Part II. Ebenda 114, 521—541 (1927).

4) P. Götz: Der Jahresgang des Ozongehalts der Hohen Atmosphäre. Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre 13, 15—22 (1926).

5) Cabannes et Dufay: Transparence de l'atmosphère dans le spectre visible. Diffusion moléculaire. Absorption par l'ozone. Journ. de Phys. 7, 257—274 (1926).

6) Dieselben: Mesure de l'altitude et de l'épaisseur de la couche d'ozone. Ebenda 8, 125—152 (1927).

7) Dieselben: Les variations de la quantité d'ozone contenue dans l'atmosphère. Ebenda 8, 353—364 (1927).

8) O. Hoelper: Über die Intensitätsverteilung im ultravioletten Sonnenspektrum. Zeitschr. f. Geophys. 3, 184—195 (1927).

9) Dobson: Accuracy of Spectroscopic Measurements of the Amount of ozone. Ebenda 3, 307—308 (1927).

10) O. Hoelper: Entgegnung an Herrn Dobson. Ebenda 3, 309 (1927).

11) C. Dorno: Über Ozonmessungen auf spektroskopischem Wege. Meteorol. Zeitschr. 1927, S. 385—388, 462—464.

12) P. Götz: Erwiderung zu C. Dorno, Über Ozonmessungen auf spektroskopischem Wege. Ebenda 1927, S. 389—390.

Note sur des microséismes solitaires (ondes „Z“) de longue période et sur les microséismes a groupes.

De E. Gherzi. — (Avec deux figures.)

En 1924 dans notre «Étude sur les microséismes» nous avons déjà signalé à l'attention des séismologues des ondes solitaires de plusieurs minutes de période que nous avons relevées sur nos feuilles Galitzine.

Ces ondes, que nous appellerons, par abréviation «ondes Z» (de Zi-ka-wei) s'inscrivent avec une «émersion» très douce et ne se maintiennent que pendant 4 ou 10 minutes. Leur amplitude augmente doucement et leur période paraît assez constante (cf. Par exemple le 26 janvier 1928, début à 16^h. 21 T. M. G. et le 1^{er} Mars 1928 à 20^h. 27^m 54^s). Voici la copie d'un de ces trains d'ondes. Comme nous nous proposons de présenter une recherche plus complète au prochain Congrès Scientifique Panpacifique à Batavia (Mai 1929) nous nous bornons à rappeler ces ondes Z à l'attention des séismologues, car les séismo-



fig. 1.

graphes Galitzine et Anderson-Wood se multipliant il est bien probable que ces mêmes microséismes à longue période et «solitaires» seront signalés dans d'autres stations Séismologiques.

— A la suite de l'aimable et instructive réponse faite par le Dr. B. Gutenberg (cf. Zeitschr. f. Geophys., 4. Jahrg., 1928, Heft 5, S. 246) à notre dernier article sur «Le problème des microséismes à groupes» nous nous permettons d'ajouter ici deux mots.

Nous répétons que la question à résoudre est «la qualité des microséismes à groupes» non pas de savoir si au moment où les vagues frappaient une côte privilégiée, on enregistrerait une grande amplitude de μ .

— De très gros temps anticycloniques n'existent pas en Europe; nous pensons donc que les graphiques obtenus dans ce pays ne suffiraient pas à donner une solution définitive du problème.

Nous avons ainsi proposé le contrôle par les enregistrements obtenus par de Galitzine aux Indes, durant des journées de forte mousson et à l'époque d'un cyclone faisant rage dans le Golfe du Bengale.

Nous pensons aussi que étant donné l'incompressibilité de l'eau une variation à sa surface de quelques mm de mercure serait capable de déplacer la molécule terrestre de quelques μ . Si la force appliquée en un point est petite la surface suivant laquelle elle est appliquée (zone centrale du typhon) est telle

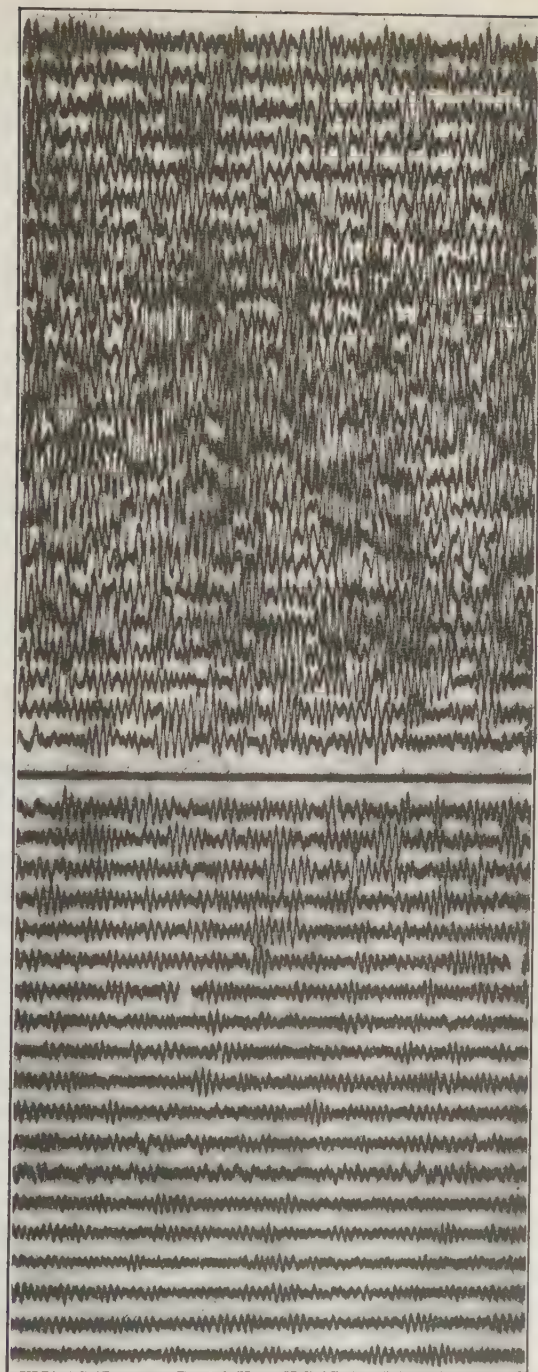


fig. 2.

(plusieurs centaines de Km?) que l'effet simultané produit est important. Nous avons utilisé les formules employées par les ingénieurs dans la mesure de la résistance des matériaux à des chocs verticaux en supposant une épaisseur de 1000 m et une densité de 2.5 pour la couche sur laquelle on appliquerait l'effort qui correspond au poids de quelques mm de mercure.

Le fait qu'à Heligoland et à Apia on enregistre des vibrations rapides lorsqu'un cyclone est au plus près, correspond à montrer qu'à ce moment là ce sont réellement les vagues locales qui en brisant secouent la croûte terrestre. Le beau travail du Dr. Franz Linke, que nous avons sous les yeux, ne traite que la question de l'amplitude du déplacement obtenu et donne les formules employées. Encore une fois la véritable inconnue est la cause de l'aspect de ces microséismes; pourquoi des groupes et non pas une suite de vibrations sans arrêt? (cf. l'article si intéressant de Mr. L. W. Blau dans le N° de Septembre 1928, du «Journal of the Franklin Institute»).

Nous avons aussi affirmé que la période des ondes qui composent les groupes se maintient pratiquement la même $\pm 5^{\circ}$ (en admettant même des coups de 10°), que le centre du typhon soit loin ou qu'il soit proche. Nous donnons ici la reproduction du dernier typhon enregistré lorsqu'il était à 800 km et au moment où il passait près de nous à moins de 60 km (14 Septembre 1928). Nous ajouterions que le pendule Galitzine est bien supérieur au pendule Wiechert (nous en utilisons aussi un de 1200 kg de masse) pour l'enregistrement des vibrations de 4 à 10° . Son amortissement presque parfait, le manque de friction dans l'inscription ainsi que sa période propre de 13° lui donnent la première place pour ce genre de recherches.

En outre la position de l'observatoire de Apia, tout près de la côte (cf. carte dans le livre du Dr. F. Linke) expliquent facilement que le brisement des vagues toutes proches aient donné des enregistrement de courte période, comme celui que nous avons obtenu en cas de fortes vagues, sans influence de cyclone.

Nous admettons, nous aussi, l'influence du module d'élasticité d'un milieu visqueux, dans la période et l'amplitude d'un mouvement dans ce même milieu, mais ce module ne nous semble pas contenir la raison physique suffisante pour expliquer la partie la plus importante du problème à résoudre, c'est-à-dire, la suite irrégulière des ces groupes d'ondes régulières de 4 à 8° (parfois aussi 10° ... chez nous très rares).

Aussi on nous pardonnera si dans cette recherche nous aimerions bien comparer nos résultats avec ceux que des pendules Galitzine obtiendraient dans des pays sujets à des très fortes moussons (vents et état atmosphérique anticyclonique) et à de violentes tempêtes (typhons ou dépressions continentales) pour rechercher la cause physique, non pas de l'amplitude en μ des microséismes enregistrés, mais de leur aspect qualitatif qui les a fait mettre, depuis longtemps, dans une classe à part.

Observatoire de Zi-ka-wei près Changhai Novembre 1928.

Eine Anwendung der Theorie von T. Levi-Civita über den „Einfluß einer leitenden Schicht auf das elektromagnetische Feld eines zur Schicht parallel laufenden Wechselstroms“ *) auf geophysikalische Untersuchungen.

Note A. Rostagni's, vorgelegt**) vom Korrespondenten A. Pochettino.

(Übersetzt nach dem Bericht der R. Acc. dei Lincei, Serie 6 a, 1. Sem., Bd. VII, S. 1006—1010.)

Unter den Methoden zur Erforschung des Untergrundes unter Berücksichtigung seiner elektrischen Eigenschaften und insbesondere unter denjenigen Methoden, die auf die Untersuchung des elektromagnetischen Feldes eines durch den Boden fließenden Wechselstromes gegründet sind, bezeichnet man gewöhnlich als „Sundbergmethode“, diejenige, bei der man diesen Strom unter Verzicht auf eingegrabene Elektroden allein durch Induktion eines vollständig isolierten Stromkreises erzeugt***). Man hält diese Methode für besonders geeignet, auch tiefe Lagerungen erheblicher Leitfähigkeit zu lokalisieren: insbesondere Salzwasser, und somit mittelbar in Verbindung mit den geologischen Ermittlungen Erdöl.

Soviel sich aus den wenigen und knappen Veröffentlichungen hierüber ergibt †), besteht der wesentliche Teil des Primärkreises aus einem geradlinigen, sehr langen (1600 m), isolierten und auf dem Boden ausgestreckten Draht. In dessen Nähe findet die Vermessung des magnetischen Feldes mittels eines Induktionsrahmens statt. Der Stromkreis wird in weiter Entfernung vom Meßgebiet geschlossen (gewöhnlich in Form eines Rechtecks, dessen zweite Seite wenigstens 800 m mißt). Befindet sich im Untergrund eine leitende Schicht, so rufen die in ihr erzeugten Induktionsströme ein magnetisches Sekundärfeld hervor, dessen Stärke und Phase von der Tiefe und Leitfähigkeit der Schicht abhängen.

Die Verteilung der Feldstärke und der Phase an der Erdoberfläche als Funktion des Abstandes vom Primärstrom ist in den erwähnten Veröffentlichungen für verschiedene Schichttiefen durch einige Zeichnungen dargestellt, die teils durch Versuche an Laboratoriumsmodellen, teils auch durch tatsächliche Feldmessungen gewonnen wurden.

*) „Berichte der R. Acc. dei Lincei“, Serie 5, Bd. XI, S. 163, 191 und 228.

**) In der Sitzung vom 17. Juni 1928.

***) Vgl. W. Heine: Elektrische Bodenforschung. Berlin 1928, S. 168 ff.

†) Bezüglich der Literatur siehe die weiter unten zitierte Arbeit von Hummel.

Eine theoretische Idealisierung der Verhältnisse versucht J. N. Hummel in einer kürzlich erschienenen Arbeit *) vorzunehmen, indem er sich die erwähnte Anordnung durch ein geradliniges unbegrenztes Kabel ersetzt denkt, das parallel einer ebenen Platte mit unendlich großer Leitfähigkeit verläuft. Das magnetische Sekundärfeld in demjenigen Halbraum, der den Primärstrom enthält, ist dann dem Felde eines fiktiven Stromes äquivalent, der das Spiegelbild des Primärstromes an der Platte ist, dieselbe Stärke wie dieser besitzt, aber um eine halbe Periode in der Phase verschoben ist.

Der Autor ist jedoch nicht in der Lage, ein Kriterium geben zu können, das a priori gestattet, von Fall zu Fall über die Brauchbarkeit dieser Vorstellung zu urteilen. Er erwähnt nicht, in welcher Weise beim Übergang auf eine endliche Leitfähigkeit die Ergebnisse sich ändern**), noch wodurch insbesondere dann jene Phasenverschiebung des Sekundärfeldes als Funktion des Abstandes vom Primärfeld entsteht, die sich gerade in der Wirklichkeit einstellt.

Die Theorie T. Levi-Civitas dagegen, auf die ich nun zu sprechen komme, wird zwar, wie wir sehen werden, in den in der Praxis vorkommenden Fällen, die uns interessieren, keine viel größere quantitative Annäherung bringen als die einfache Abhandlung Hummels, aber sie setzt jedesmal wenigstens die Grenze dieser Annäherung fest und führt viel tiefer in die Natur der physikalischen Faktoren, die das Problem bestimmen, ein, indem sie ein Modell bietet, das gedanklich weit zufriedenstellender ist.

Man braucht sich nur der allgemeineren Formeln der Theorie zu bedienen, da die weiteren Ausführungen des Autors nur die dem Primärstrom entgegengesetzte Seite der Platte betreffen, auf die gerade die oben besprochene Schirmwirkung ausgeübt wird.

Es möge sich also ein geradliniger unbegrenzter Leiter an der Erdoberfläche befinden, der von einem Strome mit der Stärke

$$i = I_0 \sin \omega t, \quad \omega = 2 \pi n$$

durchflossen wird. In einer Tiefe d des vollkommen isolierenden Bodens möge eine horizontale unbegrenzte Platte eingebettet sein, deren Dicke im Vergleich mit d gering ist. Der Widerstand eines Quadratcentimeters der Platte möge R sein: d. h. es ist $R = \frac{\rho}{s}$, wenn ρ der spezifische Widerstand in C. G. S. und s die Dicke ist.

Wir legen ein kartesisches rechtwinkliges Koordinatensystem mit seinem Anfangspunkt in die Platte, die z -Achse senkrecht nach oben, die x -Achse dem

*) J. N. Hummel: Physikalische Grundlagen einer neuen geoelektrischen Aufschlußmethode. Zeitschr. f. Geophys. 4, 59 (1928).

**) Er stellt zu diesem Zwecke willkürliche Hypothesen auf.

Drahte parallel, so daß die Gleichungen des Drahtes $y = 0$, $z = d$ sind. Ferner setzen wir*)

$$\Delta^2 = y^2 + (z - d)^2, \quad \nabla^2 = y^2 + (z + d)^2 \quad \text{für } z > 0,$$

$$q = \frac{4\pi n}{R}.$$

Dann erhält man die y - und z -Komponenten des resultierenden magnetischen Feldes als die reellen Teile der Ausdrücke**)

$$M^* = -2 I_0 e^{i\left(wt - \frac{\pi}{2}\right)} \left\{ \frac{d}{dz} \left[\log \frac{1}{\Delta} - \log \frac{1}{\nabla} \right] + \frac{i}{q} \frac{d^2}{dz^2} \log \frac{1}{\nabla} + R_1' \right\},$$

$$N^* = -2 I_0 e^{i\left(wt - \frac{\pi}{2}\right)} \left\{ \frac{d}{dy} \left[\log \frac{1}{\Delta} - \log \frac{1}{\nabla} \right] + \frac{i}{q} \frac{d^2}{dz dy} \log \frac{1}{\nabla} + R_1' \right\},$$

wobei R_1' und R_2'' komplexe Mengen sind [Reste von Reihen von Funktionen komplexer Variablen, mit dem ersten Gliede abgebrochen, auszurechnen nach der Formel von Lagrange]***), von denen wir wissen, daß der Modul nicht größer als

$$\frac{2}{q^2(z+d)^3}$$

sein kann.

Wir können daher das Feld an der Erdoberfläche ($z = d$) nach Ausführung der Differentiationen und nach Abtrennung der reellen Teile annähernd schreiben

$$M = -\frac{4 I_0 d}{4 d^2 + y^2} \left\{ \sin wt + \frac{1}{2 dq} \frac{4 d^3 - y^2}{4 d^2 + y^2} \cos wt \right\},$$

$$N = -\frac{8 I_0 d^3}{4 d^2 + y^2} \left\{ \frac{1}{y} \sin wt - \frac{1}{dq} \frac{y}{4 d^2 + y^2} \cos wt \right\},$$

wobei der absolute Fehler jeder Komponente niedriger als

$$\frac{I_0}{2 q^2 d^3}$$

ist und der relative Fehler in den beiden um 90° gegeneinander phasenverschobenen Gliedern der M -Komponente für $y = 0$ kleiner als

$$\frac{1}{2 d^2 q^2} \quad \text{bzw.} \quad \frac{1}{dq} \text{ ist.}$$

*) Δ und ∇ sind die Entfernungen des Aufpunktes vom Primärkabel bzw. von seinem Spiegelbild an der Platte.

**) Siehe die zitierte Arbeit, insbesondere S. 230.

***) Das erste Glied beider Ausdrücke (in eckige Klammern eingeschlossen) ist bis auf einen äußerst geringen Betrag genau. Der Koeffizient $B = A^2 R n$, dessen Größenordnung den Umfang des relativen Fehlers bestimmt, ist auch für extreme Werte, die uns interessieren können, wie für $R = 10^{10}$ und $n = 10^5$, von der 10^{-6} ten Ordnung.

In der gleichen Weise würde man die relativen Fehler für die N -Komponente und für die anderen Werte von y errechnen. Ich werde indessen die Erörterung auf die M -Komponente, die man in der Praxis vorzugsweise zu messen pflegt, beschränken. Es zeigt sich nämlich, daß diese Komponente in der Ebene $z = d$ lediglich dem Sekundärfeld angehört, da die Komponente des Primärfeldes in der Ebene, in der der Strom fließt, bekanntlich Null ist.

Damit also die Annäherung gut sei, soll das Produkt dq erheblich größer als Eins sein. In diesem Falle wird die Annäherung für das Glied viel besser sein, das die entgegengesetzte Phase wie der Primärstrom besitzt, als für dasjenige, das um 90° hiergegen verschoben ist. Letzteres ist übrigens für $dq > 1$ immer kleiner als jenes, da der Faktor $\frac{4d^2 - y^2}{4d^2 + y^2}$ zwischen -1 und $+1$ für jeden Wert von y schwankt. Deshalb wird die Annäherung im allgemeinen um so besser sein, je geringer dieses Glied im Vergleich zu jenem ist, ein Ergebnis, das man in folgende Form kleiden kann: die erhaltenen Formeln sind um so genauer, je mehr die Phasendifferenz zwischen dem primären und sekundären Felde sich dem Werte 180° nähert. Man kann schließlich feststellen, daß die Annäherung in dem Ausdruck für die Feldamplitude ebenfalls der Größenordnung $\frac{1}{2d^2q^2}$ entspricht. Sie ist daher weit besser als diejenige der Phase, die von der Ordnung $\frac{1}{dq}$ ist.

Um nun zur Erörterung der Größenordnungen überzugehen, wählen wir ein numerisches Beispiel. Eine Salzwasserschicht besitze den Widerstand $R = 0.1 \Omega = 10^8$ C. G. S.-Einheiten. Dies ist in der Natur möglich, da eine solche Schicht z. B. einer Lagerstätte von 10Ω . cm spezifischen Widerstand und 1 m Mächtigkeit, oder von 20Ω . cm spezifischen Widerstand und 2 m Mächtigkeit usw. entspricht. In diesem Falle wird q etwa $4 \cdot 10^{-7} n$. Für eine Tiefe von $100 \text{ m} = 10^4 \text{ cm}$ und eine Frequenz $n = 1000 \text{ pro sec}^{-1}$ erhält man dann

$$dq = 4, \quad \frac{1}{2d^2q^2} = \frac{1}{32} \approx 0.03, \quad \frac{1}{dq} = 0.25.$$

In diesem Falle gibt unsere Formel die Größe von M mit einer Annäherung wieder, die größer als 3 Proz., und die Phase mit einer solchen, die größer als 25 Proz. ist.

Vernachlässigt man ein Glied von der Ordnung $\frac{1}{4d^2q^2}$, gegenüber der Einheit, so erhält man für die Größe der Feldamplitude

$$M_0 = \frac{4I_0d}{4d^2 + y^2},$$

woraus leicht die Tiefe d mit guter Annäherung folgt. Bezeichnet man nun mit φ den Phasenwinkel zwischen dem Primärstrom und dem Sekundärfeld, so erhält man

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{2} \frac{4d^2 - y^2}{d^2 + y^2},$$

woraus man, da d bekannt ist, q und somit R , wenn auch mit geringerer Annäherung, erhält. Da ferner $R = \frac{q}{s}$ ist, läßt sich q nicht ohne besondere Annahmen auf s ermitteln.

Ich glaube, daß diese Ausführungen als Orientierung bei Anwendung der „Sundbergmethode“ dienen können, falls die Verhältnisse denjenigen genügend nahe kommen, die dem idealisierten Schema zugrunde gelegt sind. Dies ist insbesondere dann der Fall, wenn einerseits die Seitenteile des Kabels, die zur Zuleitung des induzierenden Stromes dienen, vom Vermessungspunkt einen genügend großen Abstand im Vergleich zur Tiefe besitzen, so daß keine Störungen erfolgen (falls man diese nicht besonders in Rechnung setzen will), und wenn andererseits die Leitfähigkeit der oberen Bodenschichten nicht so gut ist, daß sie eine wirksame schädliche Schirmwirkung auf das elektromagnetische Feld ausübt.

Mitteilungen.

Bericht über die siebente Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Hamburg vom 18. bis 22. September 1928.

I. Bericht über die Geschäftssitzung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft am Donnerstag, den 20. September 1928 in Hamburg.

(Satzungsmäßige Hauptversammlung.)

Der Vorsitzende der Gesellschaft eröffnet die Sitzung um 14h 40m und berichtet über das abgelaufene Geschäftsjahr. Es sind 37 Mitglieder neu aufgenommen worden, ausgetreten sind 2 Mitglieder. Durch den Tod hat die Gesellschaft 4 Mitglieder verloren, darunter ihren Ehrenvorsitzenden, Geheimrat Wiechert. Der Bedeutung Wiecherts für die Geophysik und die Gesellschaft war bereits bei Eröffnung der Tagung durch den Vorsitzenden gedacht worden. Der Mitgliederbestand beträgt zurzeit 174. Hinsichtlich der Wiederaufnahme internationaler wissenschaftlicher Beziehungen sind bei einigen Schwesterwissenschaften Fortschritte zu verzeichnen gewesen. Eine Anzahl deutscher Astronomen hat an der Tagung der Astronomical Union in Leiden als Gäste der niederländischen Regierung teilgenommen, deutsche Mathematiker an dem von der italienischen Regierung in Bologna veranstalteten Internationalen Mathematikerkongreß. Für die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft ist der in Göttingen im Jahre 1925 gefaßte Beschluß über die Beteiligung an der Geodetical and Geophysical Union weiterhin maßgebend.

Es wird beschlossen, dem Herrn Präsidenten der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft und der Notgemeinschaft den Dank der Gesellschaft für die wirksame Unterstützung geophysikalischer Arbeiten auszusprechen, durch die sie eine Reihe wichtiger Ergebnisse ermöglicht haben.

Da Prof. Angenheister leider verhindert ist, verliest der Vorsitzende den Bericht über die Zeitschrift. Bis Mitte September sind Heft 1 bis 5 des vierten Jahrganges 1928 erschienen. Der volle Jahrgang wird aus 8 Heften bestehen von zusammen mindestens 35 Bogen. Davon sind 27 Bogen Text, 3 Bogen Literaturverzeichnis und mindestens 5 Bogen geophysikalische Berichte. Die Zahl der Bezieher der Zeitschrift betrug:

im Jahre 1926	317
1927	353
1928	425

Es ist also ein erfreuliches Wachstum zu verzeichnen. Dem Schriftleiter Prof. Angenheister, der sein Amt ehrenamtlich versieht, wird für die umsichtige Leitung der Zeitschrift der Dank der Gesellschaft ausgesprochen. Er wird ermächtigt, bei der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft wiederum eine Beihilfe für die Herausgabe der Zeitschrift zu beantragen. Es ist erwünscht, daß die Mitglieder ausführliche Berichte von etwa 3 bis 5 Seiten auch über solche Arbeiten, die ungekürzt an anderer Stelle erscheinen, der Zeitschrift zur Verfügung zu stellen. Da die Zeitschrift sehr billig ist und vorzüglich über alle Vorgänge auf geophysikalischem Gebiete unterrichtet, ist es Pflicht der Mitglieder, durch solche Selbstberichte und durch Originalbeiträge auch ihrerseits die Zeitschrift zu bereichern.

Der Schatzmeister legt den Kassenbericht vor. Die Rechnungsprüfer beantragen Entlastung des Schatzmeisters. Der Antrag wird mit dem Dank der Gesellschaft an Professor Schütt für die von ihm geleistete Mühewaltung angenommen. Der vom Schatzmeister aufgestellte Voranschlag für das nächste Geschäftsjahr wird gut geheißten.

Die Herren Kossmat, Weickmann und Wigand scheiden aus dem Vorstande aus. An ihrer Stelle werden die Herren Defant, Nippoldt und Tams gewählt. Zum stellvertretenden Vorsitzenden wird Herr Meinardus gewählt. Als Schatzmeister wird Herr Schütt wieder gewählt. Zu Kassenprüfern werden die Herren Weickmann und Wigand gewählt.

Der Mitgliedsbeitrag wird auf 4 *RM* festgesetzt. Der Preis der Zeitschrift bleibt unverändert 24.— *RM*.

Die nächste Tagung soll im Anschluß an die Tagung der Deutsch-Oesterreichischen Meteorologischen Gesellschaft stattfinden, voraussichtlich in Dresden oder Graz. Der Zeitpunkt steht noch nicht fest.

Eine Ergänzung der Satzungen hat sich als notwendig erwiesen, Vorschläge hierfür werden bei der nächsten Geschäftssitzung vorgelegt werden.

Schluß der Sitzung 15h 15m.

Der Vorstand der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft sätzt sich für das kommende Geschäftsjahr wie folgt zusammen.

1. Vorsitzender: E. Kohlschütter, Potsdam.
2. Stellvertretende Vorsitzende: O. Hecker, Jena; W. Meinardus, Göttingen.
- Schatzmeister: R. Schütt, Hamburg.
- Schriftleiter der Zeitschrift: G. Angenheister, Potsdam.

Weitere Vorstandsmitglieder:

- K. Haussmann, Schwäbisch-Gmünd; F. Linke, Frankfurt; A. Wegener, Graz;
A. Defant, Berlin; A. Nippoldt, Potsdam; E. Tams, Hamburg.

II. Abrechnung über die Einnahmen und Ausgaben der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft für das Geschäftsjahr 1927/28.

Abgeschlossen am 11. September 1928.

Einnahmen		Ausgaben	
An Bestand	RM 977.66	Per Verwaltungskosten . . .	RM 116.25
Restbeiträge 1926/27 . .	" 24.—	Portoauslagen	" 87.36
Beiträge 1927/28	" 4601.10	Drucksachen	" 116.30
Vorausbezahlte Beiträge		Fr. Vieweg & Sohn A.-G.	
für 1928/29	" 98.—	f. Jahrg. IV d. Zeitschr.	
Geschenke	" 7.42	f. Geophysik	" 4136.30
Zurückgezahlte Portoaus-		Leihgabe für Hilfe bei	
lagen	" 9.80	Zusammenstellung des	
Rückzahlung von der Not-		Literaturberichts . . .	" 500.—
gemeinschaft	" 300.—	Übertrag auf 1928/29 . .	" 1061.77
	RM 6017.98		RM 6017.98

Von obigen RM 1061,77 sind

auf der Bank	RM 649.45
auf Postscheckkonto . .	" 406.49
in der Kasse	" 5.83
	RM 1061.77

Prof. Dr. R. Schütt,
z. Zt. Schatzmeister.

Revidiert und richtig befunden
Hamburg, 11. Sept. 1928.
E. Tams.

Hamburg, 20. September 1928.
C. Weickmann.

III. Wissenschaftliche Sitzungen.

Mittwoch, den 19. September 1928, 14 Uhr:

Vorsitz: Linke.

Stüve: Referat über die Polarfront und Äquatorialfront. (Diskussion: Feige, Weickmann, Mügge, Haurwitz.)

Weickmann: Über den Nachweis von atmosphärischen Druck- und Temperaturschwankungen periodischer Art. (Diskussion: Ad. Schmidt, v. Nobbe.)

Kuhlbrodt: Das Strömungssystem der Luft über dem tropischen Atlantischen Ozean nach den Höhenwindmessungen der „Meteor“-Expedition. (Diskussion: Meinardus, Defant, Kuhlbrodt.)

W. Schmidt, Wien: Neue Beobachtungen über die Turbulenz des Windes.

Kölzer: Beiträge zur Schallausbreitung in der Atmosphäre. (Diskussion: v. Nobbe, Kölzer.)

Baur: Statistische Mechanik der Atmosphäre. (Diskussion: Conrad, Baur.)

Seilkopf: Meteorologische Forschungen auf dem Nordatlantischen Ozean als Vorbereitung für einen transatlantischen Luftverkehr.

Georgi: Ergebnisse von Pilotballonaufstiegen im Gebiet von Island.

Donnerstag, den 20. September 1928, 9¹/₄ Uhr:

Vorsitz: Hecker.

Tams: Referat über die Seismizität der Ozeane und Kontinente. (Diskussion: Conrad, Gutenberg, Tams.)

Renquist: Über die kartographische Darstellung der Seismizität. (Diskussion: Tams.)

Conrad: Das Schwadorfer Beben vom 8. Oktober 1927. (Diskussion: Hecker, Gutenberg, Tams, Uller, Meisser, Conrad.)

Gutenberg: Bodenunruhe durch Brandung und Frost. (Diskussion: Uller, Gutenberg, Conrad, Meisser.)

Uller: Die geführten elastischen Zweimittelwellen. (Diskussion: Gutenberg.)

Schuh: Geophysikalische Untersuchungen in Mecklenburg. (Diskussion: Ad. Schmidt.)

Jung: Beitrag zur Auswertung von Drehwaagemessungen. (Diskussion: Ad. Schmidt.)

Donnerstag, den 20. September 1928, 15¹/₄ Uhr:

Vorsitz: Tams.

Ad. Schmidt: Referat über den Stand der erdmagnetischen Forschung. (Diskussion: Conrad, Gutenberg, Schlomka, Ad. Schmidt.)

Reich: Lokale und regionale magnetische Anomalien in Schleswig-Holstein. Zur Ergänzung: Jung: Ergebnisse von Drehwaagemessungen in Schleswig-Holstein. (Diskussion: Reich.)

Pollak: Das Periodogramm der internationalen erdmagnetischen Charakterzahlen. (Diskussion: Ad. Schmidt, Pollak.)

Rössiger: Die Messung der Vertikal- und Horizontalintensität des erdmagnetischen Feldes mit dem Magnetron. (Diskussion: Ad. Schmidt.)

M. Müller, Köln: Das Magnetfeld einer elektrischen Strömung im anisotropen leitenden Halbraum. (Diskussion: Meisser.)

Freitag, den 21. September 1928, 9¹/₄ Uhr:

Vorsitz: Schmidt-Wien.

Meinardus: Der Wasserhaushalt der Antarktis in der Eiszeit. (Diskussion: Markgraf, Meinardus.)

Süring: Ergebnisse und Aufgaben der meteorologischen Strahlungsuntersuchungen. Tichanowsky: Die optische Station in Simferopol. (Diskussion: Linke.)

Wölcken: Weitere Messungen der durchdringenden Höhenstrahlung. (Diskussion: Wigand, Kähler, Linke, Steinke, Conrad, Wölcken.)

Stoppel: Ergebnisse meiner Untersuchungen der Messungen des Erdpotentials. (Diskussion: Wigand, Conrad, Reinecke, Schlomka, Schmidt-Wien, Stoppel.)

F. Müller-Kassel: Verteilung und Nachweis der radioaktiven Substanzen in den obersten Schichten der Erdkruste.

Perlewitz: Über das Klima und die Klimatafel von Hamburg. (Diskussion: Schmidt-Wien.)

Sebastian Jacob Mauchly, physicist with the Department of Terrestrial Magnetism of the Carnegie Institution of Washington since 1914, died December 24, 1928, at his home in Chevy Chase, Maryland, after a long illness. Dr. Mauchly, who was 50 years of age, specialized in terrestrial electricity and as chief of the Section of Terrestrial

Electricity of the Department was responsible for the development and improvement of many instruments for observing the electric elements at field and observatory stations. He made numerous valuable contributions to this branch of science and was first to call attention to the apparent universal twenty-four hour term in the diurnal variation of the Earth's electric field. This fundamental result was deduced by him largely from his discussions of the work at sea by the Carnegie and he later corroborated this conclusion by extensive investigations of results at land stations over the entire globe. He was also chief of the solar-eclipse expedition of the Carnegie Institution of Washington, to Lakin, Kansas, in 1918, and co-author of Vol. V of *Researches of the Department of Terrestrial Magnetism*, 1926.

Dr. Mauchly received his educational training at the University of Cincinnati, where in the Department of Physics, he took the degree of A. B. in 1911, and as Hanna research fellow, that of Ph. D. in 1913. He was a fellow of the American Physical Society and the American Association for the Advancement of Science, and a member of the American Geophysical Union, International Geophysical Union, Washington Academy of Sciences (serving on the board of editors of the *Journal*, 1925—1926), and of the Washington Philosophical Society (Recording Secretary 1919—1921).

gez.: J. A. Fleming.

23. Deutscher Geographentag zu Magdeburg, Pfingsten 1929.

Nach dem Beschluß des 22. Deutschen Geographentages zu Karlsruhe wird die nächste Tagung in der Pfingstwoche 1929 zu Magdeburg stattfinden. Die Vorbereitungen dazu sind vom dortigen Ortsausschuß eingeleitet. In Übereinstimmung mit ihm hat der Zentralsausschuß die vorläufige Tagesordnung wie folgt festgesetzt:

Am Montag, den 20. Mai, mittags: Eröffnung der Ausstellung; nachmittags sind Vorbesprechungen des Zentralsausschusses, des Verbandes Deutscher Schulgeographen usw. vorgesehen. Abends: Begrüßung der Teilnehmer.

1. Tag, Dienstag, den 21. Mai, vormittags: Eröffnung. — Forschungsreisen und Länderkunde. — Nachmittags: Forschungsreisen und Länderkunde (Fortsetzung). — Abends: Zusammenkunft mit künstlerischen Darbietungen.
2. Tag, Mittwoch, den 22. Mai, vormittags: 1. Geschäftssitzung. — Referate über die geographische Bedeutung der postglazialen Klimaschwankungen und über die Urlandschaft (Prof. Gradmann und Schlüter). — Nachmittags: Wirtschafts- und siedlungsgeographische Behandlung einzelner Gebiete im Zusammenhang mit dem Thema des Vormittags. — Abends: Gelegenheit zum Besuch des Stadttheaters.
3. Tag, Donnerstag, den 23. Mai, vormittags: Schulgeographie. — Nachmittags: Mitteldeutschland. — 2. Geschäftssitzung mit Abstimmungen und Schlußreden.

Während der Tagung sind Führungen durch die Stadt geplant (evtl. Rundflug).

Im Anschluß an die Tagung finden für die Teilnehmer am Geographentag Exkursionen statt, unter anderem in die Magdeburger Börde; nach Tangermünde, Stendal und Schönewiesen; durch den Fläming; ins Saale- und Unstruttal; in den Harz; in das Harzvorland; ferner Besuch der Städte Quedlinburg, Halberstadt, Goslar, Braunschweig, Hildesheim.

Als letzter Termin für die Anmeldung von Vorträgen gilt der 15. Januar 1929. Anmeldungen sind zu richten an den Vorsitzenden des Zentralsausschusses, Professor Dr. Meinardus, Göttingen, Grüner Weg 2. — Wegen Zahl und Dauer der Vorträge darf auf Art. V, Abs. 3 und 4 der Satzungen des Geographentages (vgl. Verhandlungen des 21. Geographentages, S. 287) hingewiesen werden. Durch die Beschränkung in der Zahl und Dauer der Vorträge soll Zeit für fruchtbare Diskussionen gewonnen werden. Bei den

länderkundlichen Vorträgen ist nicht an methodische Erörterungen gedacht, sondern an länderkundliche Darstellungen im Anschluß an neuere Forschungsreisen. Für ausschließliche Reiseberichte gilt die Bestimmung, daß sie noch nicht anderwärts vorgetragen sind. — Parallelsitzungen sollen tunlichst vermieden werden.

Für den Zentralausschuß:
Meinardus.

Ernst Abbe-Gedächtnispreis für Mathematik und Physik.

Der von der Carl Zeiss-Stiftung gegründete Ernst Abbe-Gedächtnispreis zur Förderung der mathematischen und physikalischen Wissenschaften und deren Anwendungsgebiete, sowie die mit dem Preise verbundene Abbe-Medaille kommt Ende des Jahres 1928 zum ersten Male für Anwendungsgebiete der Mathematik und Physik zur Vergebung. Das Preisgericht wird von den Herren Hecker-Jena, Prandtl-Göttingen, Zenneck-München gebildet. Besondere Bewerbung ist nicht erforderlich.

Der erste mathematische Preis wurde 1924 Felix Klein für seine „Mathematischen Werke“ zuerkannt, der erste physikalische Preis 1926 Prof. Wilhelm Wien-München, „Einem Meister der Theorie und des Experiments“.

P. Koebe-Leipzig.

Bemerkung zu Seite 6 der Geophys. Ber. in Jahrg. IV, Heft 1.

In dem Referat über Hermann Schnell usw. ist gesagt, daß bereits Rösener und Wellmann außer bzw. vor dem Verfasser Untersuchungen über die Perioden der Nachläufer angestellt hätten. Das ist natürlich richtig. Unterzeichneter möchte lediglich darauf hinweisen, daß auch er derartige Untersuchungen angestellt hat, die in den „Seismometr. Beob. in Potsdam für 1916“ (Veröff. d. Kgl. Preuß. Geodät. Instituts, N. F., Nr. 73), S. 14—15 erschienen sind. — Daß bedauerlicherweise im Inhaltsverzeichnis der Druckfehlerteufel aus den Nachläufern „Vorläufer“ gemacht hat, ist wohl der Grund, daß diese kleine Arbeit den Fachgenossen unbekannt geblieben ist.

Otto Meissner-Potsdam.

Berichtigungen.

Zeitschr. f. Geophys. Jahrg. IV, Heft 6, 1928,
S. 292 in der Formel lies: $\sin^2 \alpha_n$ statt $\sin^2 \alpha$ (erste Klammer im Nenner).
S. 314, Zeile 9 von oben lies: $sg \sin 2\lambda = sg c$.

Bemerkung zu Fig. 2, S. 315: Die X-Komponente des Vektors \mathfrak{R} von der Länge $\frac{d}{2}$ ist in Richtung der positiven X-Achse aufzutragen, wenn d negativ, und in Richtung der negativen X-Achse, wenn d positiv ist, also umgekehrt wie bei der Y-Komponente und den beiden Komponenten des Gradienten.

K. Jung.

Autorenverzeichnis.

Angenheister, G. 113.

Bartels, J. 1.

Baur, Fr. 281.

Bock, R. 227.

Briske, R. 219.

Brockamp, B. 404.

Cabannes, J. and Dufay,
J. 420.

Conrad, V. 286.

Courvoisier, L. 49.

Dufay, J. 420.

Egedal, J. 155.

Fleming, A. 432.

Georgi, J. 352.

Gernet, A. v. 27.

Gherzi, E. 147, 422.

Gutenberg, B. 246.

Haalck, H. 161, 209, 263,
405.

Heine, W. 109.

Hiller, W. 157.

Hummel, J. N. 22, 59, 67,
178.

Jung, K. 33, 48, 313, 395,
434.

Koebe, P. 434.

Koenigsberger, J. 76,
151, 236.

Köhler, R. 225.

Kölzer, J. 250.

Kuhlbrodt, E. 385.

Lotze, Fr. 400.

Mahnkopf, H. 203.

Martin, H. 53.

Meinardus, W. 317, 434.

Meissner, O. 434.

Meyermann, B. 153, 208.

Mothes, H. 160.

Müller, Max. 258.

Myrbach, O. 413.

Numerov, B. 117.

Perlewitz, P. 374.

Pollak, L. W. 289.

Reich, H. 84, 380.

Renquist, H. 348.

Rössiger, M. 371.

Rostagni, A. 425.

Schmidt, Ad. 294.

—, Osw. v. 134.

—, Wilh. 376.

Schneider, W. 103.

Schuh, Fr. 304.

Seilkopf, H. 272.

Stoppel, R. 372.

Störmer, C. 261.

Stüve, G. 361.

Süring, R. 387.

Tams, E. 245, 321.

Tichanowsky, J. 384.

Uller, K. 259.

Wegener, A. 46.

Wehner, H. 18.

Whipple 417.

Sachverzeichnis.

I. Physik des festen Erdkörpers.

1. Bewegung, Aufbau der Erde und Schwere.
- K. Jung: Die Wirkung der Kontinente und Ozeane auf die Differenz $B-A$ der Hauptträgheitsmomente der Erde im Äquator. S. 33.
- A. Wegener: Bemerkungen zu H. von Iherings Kritik der Theorien der Kontinentverschiebungen und der Polwanderungen. S. 46.
- L. Courvoisier: Über die Polhöhen-schwankungen infolge der Lorentz-Kon-traktion der Erde. S. 49.
- B. Meyermann: Die Schrumpfungsgeschwindigkeit des Erdradius aus astro-nomischen Beobachtungen. S. 153.
- H. Haalck, K. Jung, B. Numerov siehe Abschnitt V 1.
2. Gezeiten, Deformationen, Seismik.
- W. Schneider: Untersuchungen über die seismische Bodenunruhe kurzer Periode S. 103.
- E. Gherzi: Le problème des microséismes à groupes. S. 147.
- R. Briske: Gemeinschaftliche Arbeit zwischen Seismologen und Baufachmann zur Verringerung von Erdbebenschäden. S. 219.
- E. Tams: Die Seismizität der Ozeane und Kontinente. S. 245.
- B. Gutenberg: Bodenunruhe durch Brandung und durch Frost. S. 246.
- J. Kölzer: Beitrag zur Schallausbreitung in der Atmosphäre. S. 250.
- K. Uller: Die geführten elastischen Zwei-mittelwellen. S. 259.

- V. Conrad: Das Schwadorfer Beben vom 8. Oktober 1927. S. 286.
- E. Tams: Die Seismizität der Ozeane und Kontinente. S. 321.
- H. Renquist: Über kartographische Dar-stellung der Seismizität. S. 348.
- O. Myrbach: Die bebenauslösende Wir-kung der Sonnenflecken, gezeigt an der sogenannten elfjährigen Periode. S. 413.
- Whipple: The action of wind on seismo-graphs. S. 417.
- E. Gherzi: Note sur des microséisme soli-taires (ondes „Z“) de longue période et sur les microséisme a groupes. S. 422.
- W. Hiller siehe Abschnitt IV.
- O. v. Schmidt siehe Abschnitt V 2.

II. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde.

- H. Wehner: Erdmagnetische Säkular-variation und die Orientation alter Kult-bauwerke. S. 18.
- A. v. Gernet: Überblick über den Gang der magnetischen Vermessung der Ostsee. S. 27.
- J. Koenigsberger: Zur Empfindlichkeits-bestimmung von magnetischen Variom-etern und zur Eichung der magneti-schen Felder von Spulen. S. 151.
- J. Egedal: Über eine Verbindung zwischen den mondtägigen und den sonnen-tägigen Variationen der magnetischen Deklination. S. 155.
- R. Bock: Über die Schmidtsche Methode der Bestimmung der Parameter von Stab-magneten. S. 227.
- C. Störmer: Vom Jahre 1922 an im süd-lichen Norwegen aufgenommene Nord-lichtphotogramme. S. 261.

L. W. Pollak: Das Periodogramm der internationalen erdmagnetischen Charakterzahlen. S. 289.

Ad. Schmidt: Der Stand der erdmagnetischen Forschung. S. 294.

M. Rössiger: Die Messung der Horizontal- und der Vertikalintensität mit dem Magnetron. S. 371.

R. Stoppel: Untersuchungen über die lokalen Schwankungen des Erdpotentials. S. 372.

H. Haalek, J. Koenigsberger, M. Müller, J. N. Hummel, W. Heine, H. Reich und Fr. Schuh siehe Abschnitt V 3.

III. Physik des Meeres.

IV. Physik der Atmosphäre.

J. Bartels: Gezeitenerscheinungen in der Atmosphäre. S. 1.

W. Hiller: Die Zone der anormalen Hörbarkeit im kleinen. S. 157.

J. Kölzer: Beitrag zur Schallausbreitung in der Atmosphäre. S. 250.

H. Seilkopf: Meteorologische Forschungen auf dem Nordatlantischen Ozean als Vorbereitung transatlantischen Luftverkehrs. S. 272.

Fr. Baur: Statistische Mechanik der Atmosphäre. S. 281.

W. Meinardus: Der Wasserhaushalt der Antarktis in der Eiszeit. S. 317.

J. Georgi: Ergebnisse von Pilotaufstiegen im Gebiete von Island. S. 352.

G. Stüve: Referat über die Polarfront- und Äquatorialfronttheorien. S. 361.

P. Perlewitz: Klima und Klimatafel von Hamburg. S. 374.

W. Schmidt: Neue Ergebnisse über die Struktur des Windes. S. 376.

J. Tichanowsky: Die optische Station in Simferopol. S. 384.

E. Kuhlbrodt: Das Strömungssystem der Luft über dem tropischen Atlantischen Ozean nach den Höhenwindmessungen der Meteor-Expedition. S. 385.

R. Süring: Ergebnisse und Aufgaben der meteorologischen Strahlungsmessungen. S. 387.

J. Cabannes and J. Dufay: About a recent discussion on the variation of the atmospheric ozone. S. 420.

V. Angewandte Geophysik.

1. Gravimetrische Methoden.

B. Numerov: Die topographische Reduktion bei Drehwaagenbeobachtungen. S. 117.

H. Haalek: Ein graphisches Verfahren für Drehwaagenmessungen zur Berechnung der Geländewirkung und der Wirkung beliebig gestalteter Massenkörper. S. 161.

H. Haalek: Zur Frage nach der Ursache von lokalen gravimetrischen und erdmagnetischen Störungen und ihre wechselseitigen Beziehungen. S. 209. I. Teil.

H. Haalek: Dasselbe. S. 263. II. Teil.

K. Jung: Bemerkungen zur numerischen und graphischen Behandlung der Krümmungsgröße. S. 313.

K. Jung: Ergebnisse von Drehwaagenmessungen in Schleswig-Holstein. S. 395.

2. Seismische und akustische Methoden.

O. v. Schmidt: Angewandte Seismik. (Zusammenfassender Bericht über Arbeiten von 1921 bis 1928.) S. 134.

3. Magnetische, elektrische, radioaktive und thermische Methoden.

J. N. Hummel: Über die Tiefenwirkung bei geoelektrischen Potentiallinienmethoden. S. 22.

J. N. Hummel: Physikalische Grundlagen einer neuen geoelektrischen Aufschlußmethode. S. 59.

J. N. Hummel: Untersuchung der Potentialverteilung für einen speziellen Fall im Hinblick auf geoelektrische Potentiallinienverfahren. S. 67.

J. Koenigsberger: Mächtigkeitsbestimmung von Deckschichten über Spalten durch Radioaktivitätsmessungen. S. 76.

H. Reich: Zur Frage der regionalen magnetischen Anomalien Deutschlands, insbesondere derjenigen Norddeutschlands. S. 84.

W. Heine: Zur Theorie elektrischer Bodenforschung. S. 109.

J. N. Hummel: Beiträge zur geoelektrischen Methode. S. 178.

J. Koenigsberger: Über die bei lokal vergleichenden magnetischen Messungen

- der Vertikalintensität anzustrebende Genauigkeit. S. 236.
- Max Müller: Das Magnetfeld einer elektrischen Strömung im anisotropen leitenden Halbraum. S. 258.
- Fr. Schuh: Magnetische Anomalie im westlichen Mecklenburg. S. 304.
- H. Reich: Lokale und regionale magnetische Anomalien in Schleswig-Holstein. S. 380.
- H. Haalck: Ein elektromagnetisches Meßverfahren zur Erforschung des Stromverlaufes eines dem Erdboden mittels zweier Elektroden zugeführten Wechselstromes. S. 405.
- A. Rostagni: Eine Anwendung der Theorie von T. Levi-Civita über den „Einfluß einer leitenden Schicht auf das elektromagnetische Feld eines zur Schicht parallel laufenden Wechselstromes“ auf geophysikalische Untersuchungen. S. 425.
- J. Koenigsberger siehe auch Abschnitt II.
4. Zeitbestimmung und Uhrvergleich.
- H. Martin: Zum Uhrvergleich auf drahtlosem Wege nach der Koinzidenzhörmethode. S. 53.
- H. Mahnkopf: Dasselbe. S. 203.
- R. Köhler: Feldapparatur zur Registrierung von Zeitzeichen. S. 225.
- Fr. Lotze: Zeitvergleich mittels Rußschreibers. S. 400.
- B. Brockamp: Registrierung von radiogegebenen Zeichen. S. 404.

Mitteilungen und Verschiedenes.

- E. Wiechert †. S. 112.
- G. Angenheister: Nachruf auf E. Wiechert. S. 113.
- S. J. Mauchly †. S. 432.
- Deutscher Geographentag zu Magdeburg. S. 433.
- Ernst Abbe-Gedächtnispreis für Mathematik und Physik. S. 434.
- Bemerkung von O. Meissner. S. 434.
- Berichtigungen. S. 48; S. 208; S. 434.
- Mitteilungen. S. 158.
- Mitgliederverzeichnis der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft nach dem Stande vom 1. Juni 1928. Heft 4.
- Übersicht über die eingegangenen Neuerscheinungen. S. 319.
- Bericht über die siebente Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Hamburg vom 18. bis 22. September 1928. S. 429.

Literaturverzeichnis.

- S. I bis XVI. Heft 3.
- S. XVII bis XXXII. Heft 5.
- S. XXXIII bis XLVIII. Heft 7/8.

Geophysikalische Berichte.

- S. 1 bis 36. Heft 1.
- S. 37 bis 52. Heft 2.
- S. 53 bis 72. Heft 3.
- S. 73 bis 112. Heft 4.
- S. 113 bis 132. Heft 6.
- S. 133 bis 140. Heft 7/8.

Literaturverzeichnis.

Abkürzungen, die bei den Quellenangaben benutzt worden sind.

Abb. = Abhandlungen.	Ges. = Gesellschaft.	Publ. = Publikationen, Publications, Publications.
Ann. = Annalen, Annals, Annales.	Int. = International.	QuJ. = Quarterly Journal.
Arch. = Archiv.	Inst. = Institut, Institution.	Rend. = Rendiconto.
Astr. = Astronomie, Astronomy oder astronomisch, astronomical, astronomique.	Instr. = Instrument.	Res. = Research.
Ass. = Association.	Instrk. = Instrumentenkunde.	Rev. (Riv.) = Review, Revue (Rivista).
Beitr. = Beitrag, Beiträge.	J. = Journal.	Repr. = Reprint.
Ber. = Bericht, Berichte.	Jb. = Jahrbuch.	SA. = Sonderabdruck.
Bol. = Bolletino, Boletim.	Komm. = Kommission.	Sc. = Science(s).
Bull. = Bulletin.	Labor. = Laboratorium, Laboratory.	Scient. = Scientific, Scientifique.
Coll. = College, Collegio.	Magn. = Magnetismus.	Soc. = Society, Société.
Comm. = Commission.	Med. = Mededeelingen, Meddelelse.	Sternw. = Sternwarte.
Contr. = Contribution.	Mem. (Mém.) = Memoiren, Memoirs, Mémoires.	Surv. = Survey.
Counc. = Council.	Met. = Meteorologie.	Techn. = Technik.
CR. = Comptes Rendus.	Mitt. = Mitteilungen.	T. H. = Technische Hochschule.
Diss. = Dissertation.	Nachr. = Nachrichten.	Trans. = Transactions.
Dt. = Deutsch.	Nat. = National.	Univ. = Universität.
Earthqu. = Earthquake.	Not. = Notices.	Verh. = Verhandlungen.
En cycl. = Encyclopédie.	Obs. = Observatorium, Observatory, Observatorio.	Veröff. = Veröffentlichungen.
Erdk. = Erdkunde.	Observ. = Observations.	Wiss. = Wissenschaften.
Geod. = Geodäsie, Geodesy [Géodésie] oder die betr. Adjektive.	Oss. = Osservatorio.	Yb. = Yearbook.
Geoph. = Geophysik, Geophysics, Géophysique oder die betr. Adjektive.	Proc. = Proceedings.	Z. = Zeitschrift.
		Ztg. = Zeitung.

I. Bewegung und Konstitution der Erde. Schwere.

1. Rotation, Umlauf, Präzession, Nutation, Polschwankung.

de Sitter, W.: On the most probable values of some astronomical constants, first paper, constants connected with the earth. Bull. Astr. Inst. of the Netherlands **4**, 57—61, No. 129, 1927.

Boss, B.: On the variable rotation of the Earth. Astr. J. **38**, 1—7, Nr. 887, 1928.

Littell, F. B.: Variation of latitude observations at the U. S. Naval Observatory. Astr. J. **38**, 78—80, Nr. 895, 1928

Przybyllok, E.: Über die Ursachen des nichtperiodischen Teiles der Polhöfenschwankungen. Schriften der Königsberger Gelehrten Ges., Naturwiss. Kl. **4**, 41—61, Heft 3, 1927.

Stumpff, K.: Die Perioden der Polbewegung. Astr. Nachr. **231** (5536), 281—294, 1927.

2. Figur der Erde, Masse, Schwere, Isostasie.

Grabowski, L.: Radiotelegraphische Bestimmung der geographischen Länge von Lemberg (Lwów), Observatorium der Technischen Hochschule. Lemberg 1927. 4^o. 45 S.

- Meeting for the discussion of geophysical subjects. London, February 3. „Longitude observations and „Shortt' Free Pendulum Clocks“. The Observatory **51**, 78—88, Nr. 646, 1928.
- Winterbotham, H. S. L. and Mc Caw, G. T.: The triangulations of Africa. Geogr. J. **71**, 16—36, Nr. 1, 1928.
- Somigliana, C.: Sulla estensione del teorema di Clairaut. Venezia, R. Inst. Veneto di Scienze Lettere ed Arti. 1926—1927. 86. Parte 2. 1171—1179.
- Somigliana, C.: Sopra una formola di Pizetti et la determinazione della densità media terrestre. SA. Bull. Géodésique 1926. 6 S.
- Born, A.: Die Schwereverhältnisse auf dem Meere auf Grund der Pendelmessungen von Prof. Vening Meinesz 1926. Z. f. Geoph. **3**, 400—410, 1927.
- Gischitzki, A.: Gravimetrische Arbeiten in 1926. Leningrad, Inst. Astr. Bull. Nr. 18, 213—215, 1928.
- Kladivo, B.: Détermination relative de l'intensité de la pesanteur à Brno (Résumé). Prag, Inst. Géophys. Annuaire 1927. 4 S.
- Sans y Huelin, G.: Determinaciones relativas de la intensidad de la gravedad. Madrid, Inst. Geográfico y Catastral, Memorias **15**, 7. Madrid 1927. 4^o. 139 S. 30 Taf.
- Samoilowa, N. S. u. Jachontow, E. G.: Die relative Bestimmung der Intensität der Schwerkraft im Uralgebiete im Jahre 1925. Leningrad, Inst. Astr. Bull. Nr. 16, 189—191, 1927.
- Soler, E.: I lavori gravimetrici italiani e le loro deduzioni d'indole geofisica. Atti Soc. Ital. Progresso Scienze (Congresso di Bologna 1926) **15**, 221—234. Roma 1927.
- Somigliana, C.: Sulla definizione della gravità normale. Rom Atti (6) **7**, 184—189, Nr. 3, 1928.
- Vening Meinesz, F. A.: Provisional results of determinations of gravity, made during the Voyage of Her Majesty's Submarine K XIII from Holland via Panama to Java. Amsterdam Proc. **30**, 743—755, No. 7, 1927.
- Vening Meinesz, F. A.: Gravity survey by Submarine via Panama to Java. Geogr. J. **71**, 144—159, Nr. 2, 1928.
- Bowie, W.: Isostasy. New York: E. P. Dutton & Co. 1927. 80. XIV. 275.
- Jung, H.: Über die Prüfung der Isostasie durch Schweremessungen. Z. f. Geoph. **3**, 381—388, 1927.
- Jung, K.: Die Wirkung der Kontinente und Ozeane auf die Differenz $B-A$ der Hauptträgheitsmomente der Erde im Äquator. Z. f. Geoph. **4**, 33—45, Heft 1, 1928.

3. Temperatur und Aggregatzustand der Erde, Geochemie.

- Bossolasco, M.: La plasticità nei fenomeni di orogenesi. Rom Atti (6) **7**, 66—71, Nr. 1, 1928.
- Fredericks, G.: Life-history and structure of the Earth from the point of view of transmutation of matter. Leningrad, J. of geoph. and met. **4**, 77—90, Nr. 1, 1927. Russ.; engl. Auszug.
- Mc Ewen, H.: Venus compared with a Past Phase of the Earth. J. of the British Astr. Assoc. **38**, 143—155, Nr. 5, 1928.
- Oddone, E.: Un nuovo calcolo dell' età della Terra. [Kurzer Bericht.] Soc. Ital. Progresso Scienze (Congresso di Bologna 1926) **15**, 559—560. Roma 1927.
- Poole, H. H. and Poole, J. H. J.: The thermal instability of the Earth's crust. Phil. Mag. **5**, 662—667, Nr. 29, 1928.

II. Veränderungen und Bewegungen an der Erdkruste und Seismik.

1. Tektonik, Vulkanismus, Vereisung, Klimaschwankung.

- von Bubnoff, S.: Grundprobleme der Geologie Europas. Naturwiss. **16**, 111—115, Heft 7, 1928.
- Meyer, H.: Morphologie der Virungavulkane in Ruanda, Ostafrika. Leipzig. Abhandl. **40**, No. 1. Leipzig 1927. 31 S., 20 Taf., 2 Kart.
- Sandberg, C. G. S.: Magmakratismus als Ursache der tektonischen Großformen der Kettengebirge. Z. f. Vulkanologie **11**, 110—127, Heft 2, 1927.
- Malladra, A.: Studi recenti sul vulcanismo. Atti Soc. Ital. Progresso Scienze (Congresso di Bologna 1926) **15**, 181—193. Roma 1927.
- Wegener, A.: Bemerkungen zu H. v. Iherings Kritik der Theorien der Kontinentverschiebungen und der Polwanderungen. Z. f. Geoph. **4**, 46—48, Heft 1, 1928.
- Chamberlin, R. T.: Instrumental work on the nature of glaciers motion. Bull. Geol. Soc. Amer. **36**, 1—30, Heft 1, 1928.

2. Elastische Deformationen, Seismizität, Seismik.

- Byerly, P.: The Evergreen (California) earthquakes of July 19, 1925 and May 28, 1927. Bull. Seism. Soc. America **17**, 137—146, Nr. 3, 1927.
- Castrillón, A.: Microsismes observats a Barcelona durant els anys 1915 i 1916. Barcelona, d'Estudis Catalans, Memòries, Vol. 1, fasc. 1. Barcelona 1927. 4^o. 18 S., 15 Taf.
- Jeffreys, H.: The times of transmission and focal depths of large earthquakes. London, R. Astr. Soc. Monthly Not. Geophys. Suppl. **1**, 500—521, Nr. 10, 1928.
- Heck, N. H.: Progress of seismological investigations in the United States January 1, 1925, to Juni 30, 1927. U. S. Coast and Geodetic Survey, Spec. Publ. No. 132. Washington 1927. 8^o. 12 S.
- Heck, N. H.: The Japanese earthquake problem—some new developments. Bull. Seism. Soc. America **17**, 187—189, Nr. 3, 1927.
- Hodgson, E. A.: Bibliography of seismology. Bull. Seism. Soc. America **17**, 149—182, Nr. 3, 1927.
- Keith, A.: Recent series of New England earthquakes. Bull. Seism. Soc. America **17**, 191—192, Nr. 3, 1927.
- Kuhn, O.: Das rheinische Erdbeben vom 6. Januar 1926. 2. Aufl. von P. Wilski. Veröff. Erdbebenwarte Aachen 1927. 8^o. 45 S.
- Pardee, J. T.: Earthquake in the Bighorn Mountains, Wyoming, November 17, 1925. Bull. Seism. Soc. America **17**, 129—136, Nr. 3, 1927.
- Sayles, R. W.: Is there any effect of superficial factors in seismic and volcanic activity? Bull. Seism. Soc. America **17**, 189—191, Nr. 3, 1927.
- Selga, M.: Note on the earthquake of May 5, 1925 in Negros, P. J. Bull. Seism. Soc. America **17**, 147—148, Nr. 3, 1927.
- Sieberg, A.: Erdbebenchronik 1922—1926. SA. Kürschners Jahrbuch 1928. 8^o. 8 S.
- Spofford, Ch. M.: Types of structures best fitted to resist earthquakes. Bull. Seism. Soc. America **17**, 183—187, Nr. 3, 1927.
- Stoneley, R.: The dispersion of waves in a double superficial layer. London, R. Astr. Soc., Monthly Not. Geoph. Suppl. **1**, 527—532, Nr. 10, 1928.
- Stoneley, R. and Tillotson, E.: The effect of a double surface layer on Love waves. London, R. Astr. Soc., Monthly Not. Geophys. Suppl. **1**, 521—527, Nr. 10, 1928.

III. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde. Polarlicht.

1. Das innere Magnetfeld.

- Annual report of the director of the department of terrestrial magnetism. Carnegie Institution of Washington, Year book No. 26, 165—213, 1926—1927.
- Bahurin, J.: Laboratory method of the magnetic section of the Institute of Practical Geophysics. Leningrad, Bull. Inst. Pract. Geoph. **3**, 283—307, 1927.
- Bahurin, J.: The magnetic field of bodies of regular form from the magnetometrical point of view. Leningrad, Bull. Inst. Pract. Geoph. **3**, 148—258, 1927.
- Bahurin, J.: The magnetic field of bodies of regular shape from viewpoint of magnetometric studies. Leningrad, Bull. inst. pract. Geoph. **2**, 3—64, 1926.
- Bahurin, J.: The magnetic observatory in the coal basin of Don and magnetic survey near Makeyevka. Leningrad, Bull. inst. pract. Geoph. **2**, 96—106, 1926.
- Bauer, L. A. and Fleming, J. A.: Summary of the year's work, department of terrestrial magnetism, Carnegie Institution of Washington. Terr. Magn. **32**, 166—169, Nr. 3/4, 1927.
- Čechura, F.: Magnetic deklinace v Čechách pro epochu 1925, 5. Résumé (Tchech.). Prag, Inst. Geoph., Ann. 1927.
- Chree, C. and Watson, R. E.: A comparison of the records from British magnetic stations under ground and surface. Met. Office London, Geophys. Mem. Nr. 35, 1927. 37 S.
- Ergebnisse der Beobachtungen des magnetischen Observatoriums zu Sodankulä im Jahre 1921. Von H. Hyyryläinen. Knopio, Osaakeyntiö Kirjapaino Sanan. Valta 1927. 57 S.
- Gernet, A. v.: Überblick über den Gang der magnetischen Vermessung der Ostsee. Z. f. Geoph. **4**, 27—33, Nr. 1, 1928.
- Heck, N. H. and Hazard, D. L.: Progress of work in terrestrial magnetism of the U. S. Coast and Geodetic Survey. Washington 1927.
- Hintikka, E. A.: Bericht über die im Sommer 1916, 1917 und 1918 im westlichen Finnland und in den südwestlichen finnischen Schären ausgeführten erdmagnetischen Beobachtungen. Met. Zentralanstalt, Erdmagn. Unters. Nr. 15. Helsinki 1927.
- Krakau, E. Malinine, N. and Penkevicz, M.: Magnetic microlevel carried out in the iron ore region of Lipetzk 1925. Leningrad, Bull. inst. pract. Geoph. **2**, 83—95, 1926.
- Lasareff, P.: L'anomalie magnétique de Koursk. Atlas des cartes des éléments magnétiques mesurés sous la direction générale de P. Lasareff. Moscow, Promizdat 1927, V + 27 Kart.
- Loewinson-Lessing, F. et Mitkévitch, V.: Recherches expérimentales sur l'aimantation permanente des roches. Jzv. Geol. Kom. **44**, 595—621, Nr. 5, 1925.
- Loewinson-Lessing, F. et Turcev, A.: Recherches expérimentales sur l'aimantation permanente des roches soumises au chauffage. I. Leningrad, CR., S. 161—165, 1927.
- Nippoldt, A.: Die Verteilung des Erdmagnetismus und seiner örtlichen Störungen in Europa. Naturw. **16**, 63—64, Nr. 4, 1928.
- Nippoldt, A.: Karten der Verteilung des Erdmagnetismus und seiner örtlichen Störungen in Europa. Veröff. Pr. Met. Inst. Nr. 354, Abh. VIII, 11. Berlin, J. Springer, 1927. 40. 42 S.
- Pavlinoff, W.: Apparatus for magnetometers calibration. Leningrad, Bull. inst. pract. geoph. **2**, 177—183, 1926.
- Rose, N.: Magnetic prospecting in the iron ore region of the Toula gov. Leningrad, Bull. Inst. Pract. Geoph. **3**, 138—147, 1927.

- Rose, N.: Magnetic observations effectuated in the region of the coalfields of the basin of the river Don (District of the vil Makeyevka). Leningrad, Bull. inst. pract. geoph. **2**, 107—123, 1926.
- Tiflis, Geophysikalisches Observatorium Georgiens. Magnetische Beobachtungen in Karssani 1926. Tiflis 1927. 24 S.
- Observations magnétiques à Praha et à Stara Ďala. Prag, Inst. Geoph., Ann. 1927, S. 1—4.
- Ono, S.: A new design of highly sensitive magnetic variometer. Geoph. Mag. **1**, 63—77, Nr. 3, 1927.
- Špaček, V.: Měření Schmidtovým variometrem pro verkální složkn zemského magnetismu v okolí Řipn. Résumé (Tchech.). Prag, Inst. Geoph., Ann. 1927.
- Wehner, H.: Erdmagnetische Säkularvariation und die Orientation alter Kultbauwerke. Z. f. Geoph. **4**, 18—21, Nr. 1, 1928.

2. Das äußere Magnetfeld.

- Agamennone, G.: L'anomalia magnetica attributa al terremoto di Cumana del 1799. Boll. della Società Sismologica Italiana **26**, Nr. 3—4, 1926. Selci, Umbria 1926.
- Baldwin, J. M.: Hourly values of the magnetic elements at Toolangi, in 1925. Melbourne, H. J. Green, 1927.
- Bock, R.: Erdmagnetische Mittelwerte von Potsdam und Aktivität im Jahre 1927. Met. Z. **45**, 31—32, Nr. 1, 1928.
- Boletim magnetica do Observatorio Nacional 1926 (Obs. Nac. do Rio de Janeiro). Rio de Janeiro 1927. 4^o. 47 S.
- Boutaric, A.: Sur les relations entre les perturbations magnétiques terrestres et l'activité solaire. Rev. gén. sci. Paris **38**, 594—596, Nr. 21, 1927.
- Burne, B.: Terrestrial and solar magnetism, sun-spots and the solar corona. Observatory London **50**, 154—156, 1927.
- Chree, C.: Note on the mean monthly values and the annual inequalities of the magnetic elements. London, R. Astr. Soc., Monthly Not. Geoph. Suppl. **1**, 532—541, Nr. 10, 1928.
- Chree, C. and Stagg, J. M.: Recurrence phenomena in terrestrial magnetism. Phil. Trans. Roy. Soc. London **227**, 21—62, 1927.
- Couson, L.: Le champ magnétique de l'orbite lunaire. Genève, Arch. Sci. phys. **9**, 316—329, 1927.
- Egedal J.: The lunar-diurnal magnetic variation and its relation to the solar-diurnal variation. Terr. Magn. **32**, 139—142, Nr. 3/4, 1927.
- French, C. A. and Madill, B. A.: Magnetic results 1921—1923. Publ. Dominion Observatory Ottawa. Ottawa 1927.
- Fisk, H. W.: Magnetic results 1921—1926. Res. of the Dep. of Terr. Mag. Vol. VI, Carnegie Inst. of Washington 1927, S. 5—225.
- Hazard, D. L.: Results of magnetic observations made by the U. S. Coast and Geodetic Survey in 1926. Washington 1927.
- Idrac, P.: Mesures magnétiques au Groenland et études d'électricité atmosphérique dans les mers arctiques faites à bord du „Pourquoi-Pas?“ en 1926. Paris, Ann. Inst. Physique du Globe **5**, 1927.
- Maurain, Ch.: Sur les relations entre les perturbations magnétiques terrestres et l'activité solaire. Paris, Ann. Inst. Physique du Globe **5**, 86—108, 1927.

- Moidrey, J. de: Effet de la distance de la lune sur l'amplitude diurne des éléments magnétiques. *Terr. Magn.* **32**, 182, Nr. 3/4, 1927.
- Okada, T.: Magnetic storm of January 27 th, 1926, recorded at the Kakioka Magnetic Observatory, Japan. *Geoph. Mag.* **1**, 57—61, Nr. 2, 1926.
- Paris, Institut de Physique du Globe. Tome V. Paris, Les presses universitaires de France 1927. IV, 129 S. (Enthält u. a. Magnetische Beobachtungen von Val. Joyeux 1925; Vendée; bassin de la Loire; Grönland 1926; Sud-Ouest du Massif Central.)
- Pavlinow, W.: Device for definition of the coefficient of induced magnetization. *Leninograd, Bull. Inst. Pract. Geoph.* **3**, 393—399, 1927.
- Plihal, Jos.: Anomalie horizontální složky magnetického Pole v okolí projektované nové stanice magnetické v Praze. *Résumé (Tchech.)*. Prag, *Inst. Geoph. Ann.* 1927.
- Principal magnetic storms recorded at Watheroo (Jan.—Okt. 1927), Cheltenham (Apr.—Dec. 1927), Sitka (Apr.—Sept. 1927), Huancayo (Apr.—Juli 1927). *Terr. Magn.* **32**, 177, Nr. 3/4, 1927.
- Rodés, L.: Some new remarks on the cause and propagation of magnetic storms. *Terr. Magn.* **32**, 127—132, Nr. 3/4, 1927.
- Schostakowitsch, W. B.: Die periodischen Schwankungen der Sonnenflecken und der magnetischen Kraft. *Terr. Magn.* **32**, 133—138, Nr. 3/4, 1927.
- Sverdrup, H. U.: Magnetic, atmospheric-electric, and auroral results, Maud expedition, 1918—1925. *Res. of the Dep. of Terr. Mag.*, Vol. VI. Carnegie Institution of Washington 1927, S. 309—524.
- Wasserfall, K., F.: On periodic variations in terrestrial magnetism. Studies based upon photographic records from the polar station Gjøhavn. *Geofysisk. Publ.* **5**, Nr. 3, 1927.
- Weinberg, B. P.: The secular variation of the elements of terrestrial magnetism at the south-east of Siberia. *J. of Geoph. and Met.* **4**, 181—188, Nr. 2, 1927.
- Woolley, R. v. d. R.: Magnetic observations in Spitzbergen in 1917. *Terr. Magn.* **32**, 147—150, Nr. 3/4, 1927.

3. Polarlicht.

- Chree, C.: Magnetic disturbance and aurora as observed by the Australasian Antarctic expedition at Cape Denison in 1912 and 1913. London, *Proc. Phys. Soc.* **39**, 389—407, 1927.

4. Erdströme, Luftelektrizität, durchdringende Strahlung.

- Petrowsky, A.: Bases for calculating the observations of earth currents. *Leningrad, Bull. Inst. Pract. Geoph.* **2**, 124—142, 1926.
- Petrowsky, A.: Calculation of an artificial electric field. *Leningrad, Bull. Inst. Pract. Geoph.* **3**, 39—64, 1927.
- Petrowsky, A.: Determination of the location depth and thickness of a spherical ore-body by observing the earth currents produced. *Leningrad, Bull. Inst. Pract. Geoph.* **3**, 3—38, 1927.
- Brasch, A., Lange F. und Urban, C.: Vorläufige Versuche zur Erzielung extremer Potentiale mittels der atmosphärischen Gewitterelektrizität. *Naturw.* **16**, 115—117, Nr. 7, 1928.
- Mc Collum, B. and Logan, K. H.: Practical applications of the earth-current meter. Washington, *Bur. Standards Technol. Paper* Nr. 353, S. 683—727, 1927.

- Deodhar, G. B.: Electricity of dust clouds. I. London, Proc. Phys. Soc. **3**, 243—249, Nr. 3, 1927.
- Dorno, C.: Physiologische Wirkungen der Luftelektrizität. Z. f. wiss. Bäderkunde, Heft 2, 1927.
- Dorno, C.: Physiologische Wirkungen der Luftelektrizität. Das Wetter **44**, 265—270, Nr. 12, 1927.
- Graffigny, H. de: Notions sur l'électricité atmosphérique. Comment on la mesure: comment on la capte: comment on l'utilise. Paris, Gauthier Villars et Cie., 1926. 142 S.
- Hess, V. F.: Die Ionenerzeugung und Ionenvernichtung in der Atmosphäre über dem Meere und im Gebirge. Wien. Ber. **136**, 603—643, Nr. 8, 1927.
- Jensen, J. C.: Changes in the electric field due to lightning discharges. Phys. Rev. **31**, 312, Nr. 2, 1928.
- Kähler, K.: Über den Ursprung der Gewitterelektrizität. Naturw. **16**, 95—101, Nr. 6, 1928.
- Kähler K.: Über die elektrischen Vorgänge im Gewitter. Met. Z. **44**, 441—453, Nr. 12, 1927.
- Kidson, E.: Diurnal variation of atmospheric potential-gradient at Samoa. Terr. Magn. **32**, 176—177, Nr. 3/4, 1927.
- Rouck, J.: L'électricité atmosphérique dans les régions polaires. Paris, Rev. gén. sci. **37**, 242—244, 1927.
- Schonland, B. F. J.: The interchange of electricity between thunderclouds and the earth. London, Proc. Roy. Soc. (A) **118**, 252—261, Nr. 779, 1928.
- Schonland, B. F. J.: The polarity of thunderclouds. London, Proc. Roy. Soc. (A) **118**, 233—251, Nr. 779, 1928.
- Stenquist, D.: The diurnal-variation of the normal earth-current in Southern Sweden. Terr. Magn. **32**, 143—147, Nr. 3/4, 1927.
- Weinberg, B. P.: Contribution to the question on the relations between the solar activity and the atmospheric electricity. J. of Geoph. and Met. **4**, 173—180, Nr. 2, 1927.
- Wigand, A.: Messungen des luftelektrischen Potentialgefälles vom Luftschiff aus. Ann. Phys. **85**, 333—361, Nr. 3, 1928.
- Bogoiavlensky, L.: On highly penetrating rays of the earth. Leningrad, Bull. Inst. Pract. Geoph. **2**, 184—195, 1926.
- Bogoiavlensky, L. und Lomakin, A.: Experiments on highly penetrating radiations from the earth. Leningrad, Bull. Inst. Pract. Geoph. **3**, 87—112, 1927.
- Gerasimovič, B. P.: Astrophysical aspects of the general field of penetrating radiation. Proc. Am. Ac. **62**, 173—185, Nr. 6, 1927.
- Gerasimovič, B. P.: On the alleged correlation between Mira variables and the daily variation of penetrating radiation. Astr. Nachr. **232**, Nr. 5549, 1928.
- Hess, V. F.: Die mittlere Lebensdauer der leichten Ionen und die Ionisierungsbilanz in der Atmosphäre über dem Meere und im Gebirge. Phys. Z. **28**, 882—894, Nr. 24, 1927.
- Hoffmann, G. und Steinke, E.: Die Maximalhärte der Hessschen Ultra- γ -Strahlung. Naturw. **15**, 995, Nr. 51, 1927.
- Millikan, R. A. and Cameron, G. H.: High altitude tests on the geographical, directional and spectral distribution of cosmic rays. Phys. Rev. **31**, 163—173, Nr. 2, 1928.

- Nodon, A.: Les radiations ultrapénétrantes d'origine cosmique. Brüssel, Ciel et Terre, **43**, 160—171, 1927.
- Oberguggenberger, V.: Über den kosmischen Ursprung der durchdringenden Höhenstrahlung. Astr. Nachr. **232**, Nr. 5550, 1928.

5. Radioaktivität.

- Bogoiavlensky, L.: Radiometric exploration of oil deposits. Leningrad, Bull. Inst. Pract. Geoph. **3**, 113—123, 1927.
- Cherepennikov, A.: Some measurements of the radioactivity of gases and waters of the Ookhta oil bearing region, and of the Brine and medicinal mud of Teenakee Lake Balneary station. Leningrad, Bull. Inst. Pract. Geoph. **3**, 400—401, 1927. Russ.; engl. Auszug.
- Hevesy, G.: The radioactivity of potassium. Nature **120**, 838—839, Nr. 3032, 1927.
- Joly, J.: Pleochroic haloes and the age of the Earth. Nature **121**, 207, Nr. 3041, 1928.
- Kolhörster, W.: Gammastrahlen an Kaliumsalzen. Naturw. **16**, 28, Nr. 2, 1928.
- Lomakin, A.: Content measurements of radioactive emanations in atmospheric air. Leningrad, Bull. Inst. Pract. Geoph. **3**, 124—137, 1927.
- Lotze, F.: Pleochroic haloes and the age of the earth. Nature **121**, 90, Nr. 3038, 1928.
- Petrovsky A., Skariatin, R. und Kleimann, L.: Electrometric investigation of the Upper-Artinsk ore bed accomplished in Summer 1926. Leningrad, Bull. Inst. Pract. Geoph. **3**, 64—86, 1927.
- Schmidt-Curtius, C.: Die Radium-Emanation der Bodenluft im Lauchgrund und ein Versuch zu ihrer klimatotherapeutischen Deutung. Z. f. wiss. Bäderkunde **2**, 1928.
- Weszelzky, J. v.: Ein Verfahren zur exakten Bestimmung der Radioemanation. Phys Z. **28**, 757—761, Nr. 22, 1927.

6. Drahtlose Wellen in der Atmosphäre.

- The range of atmospherics. Report from the Committee on the relation between atmospherics and weather. Quat. J. Roy. Met. Soc. **53**, 327—401, Nr. 224, 1927.
- Banneitz, F.: Taschenbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie. Berlin, Springer, 1927. XVI, 1253 S.
- Cairns, J. E. J.: Atmospherics at Watheroo, Western Australia. New York, Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 985—997, 1927.
- Pickard, G. W.: The correlation of radio reception with solar activity and terrestrial magnetism. II. New York, Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 749—766, 1927.
- Pickard, G. W.: The relation of radio reception to sunspot position and area. New York, Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 1004—1012, 1927.

IV. Physik des Meeres.

1. Instrumente und Methoden der Forschung.

- Habert, J.: Contributions aux appareils et aux méthodes destinés aux recherches océanographiques pratiquées à bord d'un navire en marche. Rapports et Procès-Verbaux des Réunions Volume XLVI. 50 S., 1 Taf., 33 Abb.
- Krüger, H. C.: The Towed Sounder used by the Conservancy Department of the Naval Yard at Wilhelmshaven and the experiments made therewith. The Hydr. Rev. **1927**, S. 161—167. 4 Abb.

- Kuhlmann, Franz: The Kuhlmann submarine or high sea tide gauge. *The Hydr. Rev.* **1927**, S. 169—177. 7 Abb.
- Letzmann, J.: Experimentelle Untersuchungen an Wasserwirbeln. *Gerlands Beitr.* **17**, 40—85, 1927. 26 Abb.
- Lumby, J. R.: The Surface Sampler, an apparatus for the collection of samples from the sea surface from ships in motion. *Journal du Conseil* **2**, 332—342, 1927. 2 Abb.
- Pellerin, Eric: Compensator for submarine pressures. *The Hydr. Rev.* **1927**, 179—182. 1 Abb.
- Schmidt, W.: Das Wärmelot, ein Gerät zum Aufzeichnen der Tiefentemperaturen in stehenden Gewässern. *Wien Ber.* **136**, 481—486, Nr. 7, 1927.
- Thorade, H.: Zur Kenntnis der Deviation bei Strommessungen. *Ann. Hydr.* **55**, 135—138, 1927. 1 Taf.
- Woskressensky, S.: Stationäre Untersuchungen der Küstengewässer mit Hilfe von automatischen Instrumenten. *Nachrichten des Zentralbüros für Hydrometeorologie, Leningrad* **1927**, S. 119—128, Heft 7. 2 Abb.

2. Berichte von Forschungsinstituten und Expeditionen.

- Akhmatov, V.: La centième anniversaire de l'administration de l'hydrographie. *Lenin-grad* **1927**. 20 S.
- Atajeff, S.: Die wissenschaftlichen Forschungen des Zentralbüros für Hydrometeorologie der Zentralverwaltung des Seeverkehrs in den Jahren 1922—1927 (deutsch). *Nachrichten des Zentralbüros für Hydrometeorologie, Leningrad* **1927**, S. 13—16.
- Charts of the Progress of Hydrography of the British Isles and Sweden. *The Hydr. Rev.* **1927**, S. 51/52. 1 Kart.
- Defant, A.: Bericht über die Ergebnisse der „Meteor“-Expedition. *Z. f. Geoph.* **3**, 340—351, 1927. 2 Abb., 1 Taf.
- Regulations governing the organisation of the Hydrographic Service of the Argentine Republic. *The Hydr. Rev.* **1927**, S. 17—22.
- Koch, Lauge: Two Journeys along the Coast of East Greenland. *Geogr. J.* **71**, 1—16, 1928. 9 Taf.
- Putnam, George Palmer: The Putman Baffin Island Expedition. *Geogr. Rev.* **18**, 1—40, 1928. 37 Abb.
- Hydrographic Service of the Japanese Imperial Navy. *The Hydr. Rev.* **1927**, S. 20—44.
- Spiess, Die geographischen Ergebnisse der „Meteor“-Expedition. *Verhandlungen und wiss. Abhandlungen des XXII. Deutschen Geographentages zu Karlsruhe* **1928**, S. 55—75. 7 Abb.
- The Hydrographic Survey of the Netherlands East Indian Archipelago. *The Hydr. Rev.* **1927**, S. 45—50. 1 Kart.
- Werestschagin, G. J.: Tätigkeit und Organisation des Central-Bureaus für Hydrologische Bibliographie am Hydrologischen Institut U. S. S. R. *Leningrad* 1927. 22 S.
- Witting, Rolf: Havsforskningsinstitutets Värksamhet under Ar 1926. *Havsforskningsinstitutets Skrift No. 47. Helsingfors* **1927**. 17 S.

3. Quellenmaterial, Literaturberichte.

- The Mean Atmospheric Pressure, Cloudiness and Sea Surface Temperature of the North Pacific Ocean and the Neighbouring Seas for the Year 1926. Kobe **1927**. 121 S., 12 Abb.
- Fortlaufende Flutbeobachtungen im östlichen Ozean für 1928 (russ. Gezeitentafel). Leningrad **1927**. 93 S.
- Getijtafel voor Aroe-Baai (Poeloe Sembilan Geul) voor het Jaar 1928. Kon. Magn. en Meteorolog. Observatorium te Batavia **1927**. 40 S.
- Getijtafel voor de Barito voor het Jaar 1928. Kon. Magn. en Meteor. Observatorium te Batavia **1927**. 40 S.
- Getijtafel voor de Kleine Kapoeas (Pontianak) voor het Jaar 1928. Kon. Magn. en Meteor. Observatorium te Batavia **1927**. 40 S.
- Getijtafel voor het Oostgat Soerabaja (Karang Kleta) voor het Jaar 1929. 40 S. Kon. Magn. en Meteor. Observ. te Batavia **1928**.
- Getijtafel voor Tjilatjap voor het Jaar 1928. Kon. Magn. en Meteor. Observ. te Batavia **1927**. 40 S. Eismeldungen Leningrad.
- Granqvist, Gunnar: Regelmäßige Beobachtungen von Temperatur und Salzgehalt des Meeres im Jahre 1925. Havsforskningsinstitutets Skrift Nr. 45. Helsingfors **1927**. 46 S.
- Jurwa, Risto und Erik Palmén: Die Thalassologische Terminfahrt im Jahre 1926. Havsforskningsinstitutets Skrift Nr. 46. Helsingfors **1927**. 20 S., 1 Taf.
- Quarterly Report Oceanographical Investigations (japanisch). 44 S. (13 S. Beobachtungsmaterial, Temperatur und Salzgehalt mit engl. Überschriften.) The Imperial Fisheries Institut Tokyo **1927**. 34 Taf.
- Palmén, Erik: Beobachtungen von Strom und Wind an den Leuchtschiffen in den Jahren 1924 und 1925. Havsforskningsinstitutets Skrift Nr. 48. Helsingfors **1927**. 23 S.
- Tide Tables 1928. Hydrographic Department. Tokyo **1927**. 331 S., 4 Taf.
- Tide Tables for the Pacific Coast of Canada for the Year 1928. Ottawa **1927**. 68 S.

4. Bearbeitung von Beobachtungen.

- Buen, Rafael de: On account at the work which Spain has carried out in the Atlantic Ocean and the Straits of Gibraltar. J. du Cons. **2**, 269—309, 1927. 12 Abb.
- Handbuch für das Südchinesische Meer. 2 Auflage. 654 S., 192 Abb. i. T., 56 a. 10 Taf. Berlin **1928**.
- Marineleitung, Handbuch für den Golf von Bengalen. Berlin **1927**. 404 S. 41 Abb., 2 Taf.
- Born, A.: Die Schwereverhältnisse auf dem Meere auf Grund der Pendelmessungen von Prof. Vening Meinesz, 1926. Z. f. Geoph. **3**, 400—410, 1927. 1 Abb.
- Boshitsch, P.: Beitrag zur Kenntnis der Bewegung der Bodensedimente an den Ufern des Schwarzen Meeres (russ.). Nachrichten des Zentralbüros für Hydrometeorologie, Heft 7, S. 209—251. Leningrad **1927**. 8 Abb.
- Kaminsky, A.: Über die Arbeiten des Zentralbüros für Hydrometeorologie, die die Bestimmung des mittleren Meeresniveaus in den Handelshäfen d. U. S. S. R. zur Auf-

- gabe haben (russ.). Nachrichten des Zentralbüros für Hydrometeorologie, Heft 7, S. 168—170. Leningrad 1927.
- Maximov, G.: Le niveau moyen des mers Noire et d'Azov et la question du zéro pour les profondeurs et les hauteurs des mers de l'U. S. S. R. Bulletin de l'Institut Hydrologique Nr. 19, S. 15—46. Leningrad 1927. 2 Taf.
- Tams, E.: Die seismischen Verhältnisse des offenen Atlantischen Ozeans. Z. f. Geoph. 3, 361—364, 1927.
- Altberg, W.: Der gegenwärtige Stand der Frage der Molekularstruktur des Wassers und der kristallinen Struktur des Eises. Nachrichten des Zentralbüros für Hydrometeorologie, Heft 7, S. 276—297. Leningrad 1927. 6 Abb.
- Brandt, K.: Stickstoffverbindungen im Meere. I. Wiss. Meeresuntersuchungen, N. F. 20, Abteil. Kiel, S. 201—292. 9 Abb.
- Derjugin, K. M.: Hydrobiologische Arbeiten bei Nowaja Semlja. Travaux de l'Expédition de l'Institut Hydrologique à Nouvelle Zemble Nr. 1. Leningrad 1927. Russisch 13 S., deutsch 3 S., 1 Kart.
- Kreps, E.: Über den Kohlensäuregehalt im Meerwasser. Bulletin de l'Institut Hydrologique Nr. 19, S. 49—58. Leningrad 1927.
- Ritter, Ludwig: Beiträge zur physikalischen Chemie des Meeres. Ann. Hydr. 56, Heft 2, 1928.
- Tarassov, N. I.: Recherches hydrobiologiques dans le Sivache (mer d'Azov) (russ.). Bulletin de l'Institut Hydrologique Nr. 19, S. 59—68. Leningrad 1927.
- Wiese, B.: Die Eisdecke in den Limanen des Dnjeprs und Bugs und auf dem unteren Lauf des Dnjeprs im Winter 1925—1926. Nachrichten des Zentralbüros für Hydrometeorologie, Heft 7, S. 62—91 (deutscher Auszug S. 90). Leningrad 1927. 10 Abb.
- Marmer, H. A.: The Truant Tides of Tahiti. J. of the Amer. Mus. of Nat. Hist. 27, 431—438, 1927. 8 Abb.
- Meissner, Otto: Der jährliche Gang des Mittelwassers der südlichen Ostseeküste im Lustrum 1921—1925. Ann. Hydr. 56, 21—25, 1928.
- Wiese, B.: Die Strömungen in der Bucht von Eupatoria. Nachrichten des Zentralbüros für Hydrometeorologie, Heft 7, S. 1—23 (deutscher Auszug S. 11). Leningrad 1927. 5 Abb.

5. Systematische und theoretische Untersuchungen.

- Marmer, H. A.: On Cotidal Maps. Geogr. Rev. 18, 129—144, 1928. 6 Abb.
- Marmer, H. A.: Tidal Datum Planes. Department of Commerce Special Publication Nr. 135. Washington 1927. 142 S., 56 Abb.
- Thorade, H.: Die Gezeiten. Handbuch für Küstenvermessungen. Berlin 1927. S. 241—269, 14 Abb.

V. Physik der Atmosphäre.

1. Statik und Dynamik.

- Bartels, J.: Gezeitenerscheinungen in der Atmosphäre. Z. f. Geoph. 4, 1—17, Nr. 1, 1928.
- Cline, J. M.: Tropical cyclones. New York, The Macmillan Co., 1926. 301 S.
- Falkenberg, G.: Aerologische Studienreise des Drachenbootes der Rostocker Luftwarte. Met. Z. 45, 55—60, Nr. 1, 1928.

- Hoffmeister, C.: Bemerkungen über die Bedeutung des Sternschnuppenphänomens für die Meteorologie. *Met. Z.* **44**, 464—466, Nr. 12, 1927.
- Hoffmeister, J.: Grenzflächen mit gleichförmiger Geschwindigkeit zwischen verschiedenen temperierten Luftmassen. *Met. Z.* **45**, 50—55, Nr. 2, 1928.
- Holtzmann, M. J. and Keller, L. W.: An apparatus measuring atmospheric turbulence (russ.; engl. Auszug). *J. of Geoph. and Met.* **4**, 91—97, Nr. 1, 1927.
- Maris, H. B.: A theory of the upper atmosphere and meteors. *Nature* **120**, 839, Nr. 3032, 1927.
- Mügge, R.: Über warme Hochdruckgebiete und ihre Rolle im atmosphärischen Wärmehaushalt. *Veröff. Geophys. Inst. Leipzig*, 2. Serie, Bd. 3, Heft 4, 1927.
- Jeffreys, H.: Cyclones and the general circulation. *Quat. J. Roy. Met. Soc.* **53**, 401—407, Nr. 224, 1927.
- Ryd, V. H.: Meteorological Problems II. Energy of the Winds. *Publ. Danske Met. Inst. Med. Nr. 7*. 96 S. Kopenhagen, G. E. C. Gad, 1927.
- Utumi, T.: Statistical proof of Okada's law on the behaviour of cyclones and anticyclones. *Tokyo, Geoph. Mag.* **1**, 45—57, Nr. 2, 1926.
2. Strahlungsvorgänge, Zusammensetzung der Atmosphäre, Solarkonstante.
- Mc Adie, A.: Consistent dynamical units in solar radiation. *Nature* **120**, 915, Nr. 3034, 1927.
- Albrecht, F.: Einige neue Geräte zur Messung und Registrierung der Sonnen-, Himmels- und Ausstrahlung. *Naturw.* **15**, 998, Nr. 51, 1927.
- Ångström, A.: On the unit of radiation used in meteorological treatises on actinometry. *Month. Weather Rev.* **55**, 364, Nr. 8, 1927.
- Ångström, A. and Shaw, N.: On the unit of radiation used in meteorological treatises on actinometry. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **53**, 448—452, Nr. 224, 1927.
- Balls, W. L.: The „green flash“ at sunrise. *Nature* **120**, 728, Nr. 3029, 1927.
- Bernheimer, W. E.: Über Schwankungen der kurzwelligen Sonnenstrahlung (vorläufige Mitteilung). *Naturw.* **16**, 26—27, Nr. 2, 1928. (Notiz zur Arbeit von Pettit.)
- Bulletin de la Commission Actinométique permanente 1926—1927. [Sonnenstrahlungsmessungen von Sloutzk (Pavlovsk), Théodésie, Taschkent].
- Dines, W. H. and Dines, L. H. G.: Monthly mean values of radiation from various parts of the sky at Benson, Oxfordshire. *Mem. Roy. Met. Soc.* **2**, Nr. 11. London 1927.
- Dorno, C.: Ozonmessungen auf spektroskopischem Wege. *Met. Z.* **44**, 462—464, Nr. 12, 1927.
- Exner, F. M.: Physik der Sonnen- und Himmelsstrahlung. (Handb. d. Lichttherapie, S. 13—43.) Wien, Jul. Springer, 1927.
- Götz, F. W. P.: Zur totalen Sonnenfinsternis vom 29. Juni 1927. *Verh. Schweiz. Naturf. Ges. Basel* 1927, II. Teil, S. 116.
- Gulik, D. van: Messung und Registrierung der Sonnen- und Himmelsstrahlung an meteorologischen Stationen. *Met. Z.* **45**, 69—72, Nr. 1, 1928.
- Kalitin, N. N.: Über die Himmelschelligkeit. *Gerlands Beitr.* **18**, 383—397, Nr. 4, 1927.
- Meyer, R.: Die Lichterscheinungen der Atmosphäre und ihre Beobachtung. *Korrespondenzblatt des Naturf. Vereins zu Riga* **59**, 145—164, 1927.

- Pettersen, S.: Ein typisches Beispiel von Ausstrahlungsinversionen in einer heiteren Sommernacht. *Met. Z.* **45**, 72—74, Nr. 1, 1928.
- Prohaska, K.: Sonnenstrahlungsverhältnisse in ost-westlich verlaufenden Tälern. *Met. Z.* **45**, 69, Nr. 1, 1928.
- Schubert, J.: Die Sonnenstrahlung im mittleren Norddeutschland nach den Messungen in Potsdam. *Met. Z.* **45**, 1—17, Nr. 1, 1928.
- Schulgin, W. M.: Improved water-flow pyrheliometer. *Monthl. Weather Rev.* **55**, 361—362, Nr. 8, 1927.
- Tichanowsky, J. J.: Untersuchungen über die Polarisation des Himmelslichtes. Simferopol 1927. 80.
- Tichanowsky, J. J.: Untersuchungen über die Polarisation des Himmelslichtes. *J. of Geoph. and Met.* **4**, 109—130, Nr. 2, 1927.

VI. Angewandte Geophysik.

- Ambronn, R.: Zur Frage der Anwendbarkeit elektrischer Untersuchungen zur Auf-
findung erdölführender Schichten im Untergrunde. *Petroleum* **24**, Nr. 2, 1928.
- Angenheister, G. und Schneider, W.: Messungen der Erschütterungen von Boden
und Gebäuden, hervorgerufen durch Maschinen und Fahrzeuge. *Z. f. techn. Phys.* **9**,
115—118, Nr. 3, 1928.
- Bahurin, J.: The works of the Institut of practical Geophysics on the brown iron ore
deposits. Leningrad, Inst. of pract. geophys. Bull. **2**, 65—82, 1926. Russ.; engl.
Auszug.
- Bahurin, J. M.: The magnetic field of bodies of regular form from the magnetometrical
point of view. Leningrad, Inst. of pract. geophys. Bull. **3**, 148—258, 1927. Russ.;
engl. Auszug.
- Bahurin, J.: Proceedings of the Institute of Practical Geophysics in the Ilets region.
Leningrad, Inst. of pract. geophys. Bull. **3**, 259—282, 1927. Russ.; engl. Auszug.
- Bahurin, J.: Laboratory method of the magnetic Section of the Institut of Practical
Geophysics. Leningrad, Inst. of pract. geophys. Bull. **3**, 283—307, 1927. Russ.; engl.
Auszug.
- Bogoiavlensky, L. N.: Radiometric exploration of oil deposits. Leningrad, Inst. of
pract. geophys. Bull. **3**, 113—123, 1927. Russ.; engl. Auszug.
- Bogoiavlensky, L. N. and Lomakin, A. A.: Experiments on highly penetrating
radiations from the earth. Leningrad, Inst. of pract. geophys. Bull. **3**, 87—112,
1927. Russ.; engl. Auszug.
- Ghirin, S.: Der Vorteil fortlaufender Registrierung der Schwingungen bei Drehwagen.
Leningrad, Inst. of pract. geophys. Bull. **2**, 196—200, 1926. Russ.
- Ghirin, S.: A pallet for measuring the zero-point position in the torsion balance.
Leningrad, Inst. of pract. geophys. Bull. **3**, 317—321, 1927. Russ.; engl. Auszug.
- Heine, W.: Elektrische Bodenforschung, ihre physikalischen Grundlagen und ihre prak-
tische Anwendung. Mit 117 Figuren im Text. *Samml. geophys. Schriften* 8. Berlin,
Gebr. Borntraeger, 1928. 80. XI, 223 S.
- Hummel, J. N.: Über die Tiefenwirkung bei geoelektrischen Potentiallinienmethoden.
Z. f. Geoph. **4**, 22—27, Heft 1, 1928.
- Jakosky, J. J.: Fundamental factors underlying electrical methods of geophysical pro-
specting. With special reference to the inductive processes. *Eng. a. Min. J.* **125**,
293—300, Nr. 7, 1928.

- Koenigsberger, J.: Bemerkung zur Berechnung des magnetischen Feldes einer Stromquelle im Raume. *Phys. Z.* **28**, 814—815, Nr. 23, 1927.
- Lomakin, A. A.: Content measurement of radioactive emanations in atmospheric air. Leningrad, Inst. of pract. geophys. Bull. **3**, 124—137, 1927. Russ.; engl. Auszug.
- Nikiforov, P., Ghirin, S., Terentiev, A., Veshniakov, N.: Gravimetric researches of Ferruginous Quarzites in the Krivoi-Rog region. Leningrad, Inst. of pract. geophys. Bull. **3**, 322—392, 1927. Russ.; engl. Auszug.
- Numerov, B.: Correction of observations made by means of a gravitational variometer with respect to topography. Leningrad, Inst. Astr. Bull. Nr. 17, 1927. 18 S. Russ.; deutsch. Auszug.
- Kirillov, K. A.: Handliche Methode zur Bestimmung von $R_a \left(\frac{\partial^2 W}{\partial y \partial z} \right)$ und $Q_a \left(\frac{\partial^2 W}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} \right)$ bei schief einfallenden Schichten. Leningrad, Inst. of pract. geophys. Bull. **2**, 265—269, 1926. Russ.
- Leonardon, E. G. and Sherwin F. Kelly: Exploring for ore by potential methods. *Eng. a. Min. J.* **125**, 46—49, Nr. 2, 1928.
- Lundberg, H.: Technique of Geophysical prospecting [Letter to the Ed.] *Eng. a. Min. J.* **125**, 57, Nr. 2.
- Nikiforov, P.: Vorläufiger Bericht über gravimetrische Untersuchungen am Salzhorst bei Ilets im Sommer 1925. Leningrad, Inst. of pract. geophys. Bull. **2**, 201—202, 1926. Russ.
- Nikiforov, P.: Methoden zur Bestimmung der Ruhelage bei Drehwagen. Leningrad, Inst. of pract. geophys. Bull. **2**, 203—231, 1926. Russ.
- Nikiforov, P.: Physical principles of gravimetric method of prospecting. Leningrad, Inst. of pract. geophys. Bull. **2**, 232—264, 1926. Russ.
- Nikiforov, P. M.: Der neue Typ des Gravitationsvariometers mit kurzen Perioden. Leningrad, Inst. of pract. geophys. Bull. **3**, 308—316, 1927. Russ.
- Pavlinow, W.: Device for definition of the coefficient of induced magnetisation. Leningrad, Inst. of pract. geophys. Bull. **3**, 393—399, 1927. Russ.; engl. Auszug.
- Petrowsky, A.: Theory on the return method. Leningrad, Inst. of pract. geophys. Bull. **2**, 143—176, 1926. Russ.; engl. Auszug.
- Petrowsky, A.: Determination of the location depth and thickness of a spherical ore-body observing the earth currents produced. Leningrad, Inst. of pract. geophys. Bull. **3**, 3—38, 1927. Russ.; engl. Auszug.
- Petrowsky, A.: Calculation of an artificial electric field. Leningrad, Inst. of pract. geophys. Bull. **3**, 39—63, 1927. Russ.; engl. Auszug.
- Petrowsky, A., Skariatina, R., Kleimann, L.: Electrometric investigation of the Upper-Artinsk ore bed accomplished in Summer 1926. Leningrad, Inst. of pract. geophys. Bull. **3**, 64—86, 1927. Russ.; engl. Auszug.
- Resolution on the Report of the Institute of Practical Geophysics taken the 27. II. 1927 at 15h at the Conference of the Scientific-Investigation-Institutes (Scientific-Technical Direction) for the extraction and treatment of mineral raw materials. Leningrad, Inst. of pract. geophys. Bull. **3**, 410—413. Russ.; engl. Auszug.

- Rooney, W. J.: Earth resistivity measurements in the copper country, Michigan. *Terr. Magn.* **32**, 97—126, Nr. 3/4, 1927.
- Rose, N.: Magnetic prospecting in the iron ore region of the Toulou Gov. Leningrad, *Inst. of pract. geophys. Bull.* **3**, 137—147, 1927. Russ.; engl. Auszug.
- Schlomka, T.: Über die Abhängigkeit der Schwerkraft vom Zwischenmedium. *Z. f. Geoph.* **3**, 397—400, 1927.
- Schneider, W.: Seismographische Messungen der durch Straßenbahnwagen hervorgerufenen Bodenerschütterungen. *Z. f. techn. Phys.* **9**, 11—14, Nr. 1, 1928.
- Young, L. H.: Vibration problems in industry (Abstract.). *Bull. Seism. Soc. Amer.* **17**, 187, Nr. 3, 1927.

VII. Grenzgebiete und Verschiedenes.

1. Kosmische Physik.

- Buss, A. A.: The fields of force in the atmosphere of the sun. *Nature* **120**, 693—694, Nr. 3028, 1927.
- Jelstrup, H. S.: Compte rendu des observations faites pendant l'éclipse de soleil du 29. juin 1927. Paris, *Onde électrique* **6**, 421—460, 1927.
- J Jeans, R. S.: Liquid stars. *Nature* **121**, 173—175, Nr. 3040, 1928.
- Mouéux, Th.: L'activité du Soleil et sa répercussion sur la Terre. Paris, *Rev. gén. sci.* **27**, 261—265, Nr. 9, 1927.
- Sitter, W. de: On the rotation of the earth and astronomical time. *Nature* **121**, 99—106 (Suppl.), Nr. 3038, 1928.
- Thomson, E.: Possible explanation of zodiacal light. *Nature* **120**, 692—693, Nr. 3028, 1927.

2. Physik, Chemie.

- Anderson, W.: Über die Hypothese von G. v. Gleich, daß bei einem bewegten Elektron die Masse konstant sei und die Ladung veränderlich. *Ann. d. Phys.* **85**, 494—496, Nr. 4, 1928.
- Drane, H. D. H.: On making very sensitive helical springs from Quartz fibre. *Phil. Mag.* **5**, 559—560, No. 29, 1928.
- Havelock, T. H.: Wave resistance. London, *Proc. (A)* **118**, 24—33, Nr. 779 A, 1928.
- Inglis, C. E.: Oscillations in a bridge caused by the passage of a locomotive. London, *Proc. (A)* **118**, 60—96, Nr. 779 A, 1928.
- Kawano, K.: On Benndorf's self-recording electrometer. *Geoph. Mag.* **1**, 1—8, Nr. 1, 1926.
- Kolhörster, W.: Registrierapparate für Fadenelektrometer. *Z. f. Phys.* **47**, 449—453, Nr. 5/6, 1928.
- Meyer, U.: Neue magnetische Materialien. *Phys. Z.* **28**, 919—920, Nr. 24, 1927.
- Rutherford, E.: Scientific aspects of intense magnetic fields and high voltages. *Nature* **120**, 809—811, Nr. 3031, 1927.
- Vierheller, F.: Die Qualität und Quantität der Röntgen-Streustrahlung des Wassers. *Phys. Z.* **28**, 745—757, Nr. 22, 1927.
- Walter, B.: Über Fehler in den Angaben von Stoppuhren. *Z. f. Instrk.* **47**, 583—600, Heft 12, 1927.

3. Mathematik.

- Bartels, J.: Veranschaulichung beobachteter Perioden und ihrer Genauigkeit. *Z. f. Geoph.* **3**, 389—397, 1927.
- Bernstein, F.: Über die numerische Ermittlung verborgener Periodizitäten. *Z. f. angew. Math. u. Mech.* **7**, 441—444, Heft 6, 1927.
- Bernstein, N.: Analyse aperiodischer trigonometrischer Reihen. *Z. f. angew. Math. u. Mech.* **7**, 476—485, Heft 6, 1927.
- Doodson, A. T.: Application of numerical methods of integration to tidal dynamics. London, *R. Astr. Soc., Monthly Not., Geophys. Suppl.*, **1**, 541—557, Nr. 10, 1928.
- Duvall, C. R.: Computation of Fourier terms. *Terr. Magn.* **32**, 151—155, Nr. 314, 1927.
- Ennis, C. C.: On the revision and correction of Fourier-analysis computations. *Terr. Magn.* **32**, 155—163, Nr. 3/4, 1927.
- Fisk, H. W.: Weighting by mean differences. *Terr. Magn.* **32**, 163—166, Nr. 3/4, 1927.
- Jeffreys, H.: Some cases of instability in fluid motion. London, *Proc. (A)* **118**, 195—208, Nr. A 779, 1928.
- Nowakowski, A.: Ein Verfahren zur harmonischen Analyse. *Z. f. angew. Math. u. Mech.* **7**, 501—504, Heft 6, 1927.

4. Meteorologie.

- Bulletin annuel de l'Observatoire météorologique du séminaire-collège St.-Martial. Porte au Prince, Haiti. Année 1926. Porte au Prince 1927. 4^o. 127 S.
- Egypt., Physical Department. Meteorological report for the year 1921. Cairo 1927, XV, 162 S.
- Jameson, H.: A simple rainfall law. *Nature* **121**, 170, Nr. 3040, 1928.
- Láska, V.: Zur Anwendung der Statistik im allgemeinen und auf die Niederschlagsreduktion insbesondere. Prag, *Inst. Geoph., Ann.* 1927.
- Lyr, E. S.: Synoptic conditions of glazed frost in the European part of U. S. S. R. Russ.; engl. Auszug.) *J. of Geoph. and Met.* **4**, 24—36, Nr. 1, 1927.
- Pilot Chart of the Upper Air North Atlantic Ocean, January 1928. The Hydrographic Office, Washington 1928.
- Walker, G. T.: On periodicity and its existence in european Weather. *Mem. Roy. Met. Soc. Vol. I*, No. 9, S. 119—126. London 1927.

5. Verschiedenes.

- Prof. Albert Gockel† von A. Stäger. *Phys. Z.* **28**, 869—870, Nr. 24, 1927.
- Hobbs, W. H.: The second Greenland expedition of the university of Michigan. *Nature* **120**, 920—923, Nr. 3034, 1927.
- Marbe, K.: Eignungsprüfungen für Rutengänger. München u. Berlin, R. Oldenbourg, 1927. 4^o. 10 S.

Potsdam, Geodätisches Institut.
 Potsdam, Meteorol.-Magn. Observatorium.
 Berlin, Institut für Meereskunde.

Rudolf Berger.
 Konrad Büttner.
 Lotte Möller.

Literaturverzeichnis.

I. Bewegung und Konstitution der Erde. Schwere.

1. Rotation, Umlauf, Präzession, Nutation, Polschwankung.

- Courvoisier, L.: Über die Polhöenschwankungen infolge der Lorentz-Kontraktion der Erde. *Z. f. Geoph.* **4**, 49—53, Heft 2, 1928.
- Eblé, L.: Nouvelles observations des déviations périodiques de la verticale à Paris. Paris, *Ann. Inst. Phys. du Globe* **6**, 38—59, 1928.
- Ivanoff, A. A.: Une méthode nouvelle pour la déduction des formules de la Précession et de la Nutation. *Gerlands Beitr.* **19**, 406—414, Heft 4, 1928.
- Kawasaki, S.: Effect of the direction of wind on the observed latitude. *Tokyo Proc.* **4**, 191—194, Nr. 5, 1928.
- Kimura, H.: Provisional result of the work of the International Latitude Service in the North Parallel $+39^{\circ}8'$ during the year 1927. *Tokyo Proc.* **4**, 92—95, Nr. 3, 1928.
- Meyermann, B.: Die Änderung der Rotationsgeschwindigkeit der Erde. *Naturw.* **16**, 353—354, Heft 20, 1928.
- Meyermann, B.: Die Schrumpfungsgeschwindigkeit des Erdradius aus astronomischen Beobachtungen. *Z. f. Geoph.* **4**, 153—154, Heft 3, 1928.
- Schumann, R.: Über Zusammenhänge zwischen Polhöenschwankung, Beweglichkeit innerhalb des Erdkörpers und Mondbewegung. *Gerlands Beitr.* **19**, 305—317, Heft 2/3, 1928.
- Schumann, R.: Über eine Beobachtungsreihe zur Breitenvariation von I. Yamamoto in Mizusawa. *Astr. Nachr.* **232**, 199—204, Nr. 5555, 1928.
- Wanach, B.: Eine neue Breitenstation zum Ersatz für Tschardjui. *Astr. Nachr.* **232**, 191—192, Nr. 5554, 1928.

2. Figur der Erde, Masse, Schwere, Isostasie.

- Chantelou, J. F.: Die Längenbestimmungen der dänischen Gradmessung. *Verhandl. Baltisch Geod. Komm.* Riga 1927. S. 107—115. Helsinki 1928.
- Heiskanen, W.: Ist die Erde ein dreiachsiges Ellipsoid? *Astr. Nachr.* **232**, 305—308, Nr. 5562, 1928.
- Heiskanen, W.: Ist die Erde ein dreiachsiges Ellipsoid? *Gerlands Beitr.* **19**, 356—377, Heft 4, 1928.
- Hopfner, F.: Geoidformen nach der Formel von G. G. Stokes. *Gerlands Beitr.* **19**, 402—405, Heft 4, 1928.
- Hopfner, F.: Über den gegenwärtigen Stand des Problems „Figur der Erde“. *Gerlands Beitr.* **19**, 59—72, Heft 1, 1928.

- Schmehl, H.: Untersuchungen über ein allgemeines Erdellipsoid. Preuß. Geod. Inst. Veröff., N. F. 98. Potsdam 1927. 4^o. 72 S.
- Belluigi, A.: Su l' uso del variometro di gravita. L' industria Mineraria **1**, Nr. 78, 1927.
- Kohlschütter, E.: Über Pendelformen. Verhandl. Baltisch Geod. Komm. Riga 1927, S. 83—90. Helsinki 1928.
- Kohlschütter, E.: Der neue Pendelapparat des Preußischen Geodätischen Instituts. Verhandl. Baltisch Geod. Komm. Riga 1927, S. 91—96. Helsinki 1928.
- Kohlschütter, E.: Ein Verfahren, das Mitschwingen eines Einpendel-Stativs aus den Schwingungszeiten zweier Pendel zu bestimmen. Verhandl. Baltisch Geod. Komm. Riga 1927, S. 101—106. Helsinki 1928.
- Putnam, G. R.: Regional isostatic reduction of gravity determinations. Washington Proc. **14**, 407—418, Nr. 5, 1928.
- Putnam, G. R.: Proof of isostasy by a simple gravity reduction method. Washington Proc. **14**, 418—427, Nr. 5, 1928.
- Schmehl, H.: Über ein einfaches „Koinzidenzverfahren“, zwei Schwerkraftpendel mit einer vorgegebenen Phasendifferenz in Bewegung zu setzen. Verhandl. Baltisch Geod. Komm. Riga 1927, S. 97—100. Helsinki 1928.
- Schwinner, R.: Geologische Bemerkungen zu den Norwegischen Schweremessungen. Gerlands Beitr. **19**, 107—133, Heft 1, 1928.
- Somigliana, C.: Sulla gravità normale e la formola di Helmert. Rom Atti (6) **7**, 531—538, Nr. 7, 1928.
- Terada, T. and Miyabe, N.: Postseismic slow vertical displacement of Earth crust and isostasy. Tokyo Proc. **4**, 218—221, Nr. 5, 1928.
- Volet, Ch.: Nouvelle méthode pour la détermination absolue de la gravité par le pendule. CR. **186**, 1044—1046, Nr. 16, 1928.

II. Veränderungen und Bewegungen an der Erdkruste und Seismik.

1. Tektonik, Vulkanismus, Vereisung, Klimaschwankung.

- Inouye, W.: Model experiments on the topography of Caucasus, Alps and Himalaya. Gerlands Beitr. **19**, 231—240, Heft 2/3, 1928.
- Staub, R.: Der Bewegungsmechanismus der Erde, dargelegt am Bau der irdischen Gebirgssysteme. Mit einer Erdkarte u. 44 Textfig. Berlin 1928 (Gebr. Borntraeger). 8^o. VIII, 269 S.
- Terada, T. and Miyabe, N.: Experiments on the modes of deformation of a layer of granular mass floating on liquid — Some applications to geophysical phenomena. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **4**, 21—32, 1928.
- Terada, T. and Miyabe, N.: Experimental investigations on the mechanism of formation of stepfaults in a pile of sand. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **4**, 33—56, 1928. Japanisch; engl. Auszug.
- Rittmann, A.: Moderne Probleme der Vulkanologie. Naturwiss. **16**, 491—493, Heft 24, 1928.
- Lely, U. Ph.: Een proef, die de krachten demonstreert, welke de continentendrift kan veroorzaken. Physica **7**, 278—281, Nr. 8, 1927.

2. Elastische Deformationen, Seismizität, Seismik.

- Brazier, G. E. et Eblé, L.: Résumé des observations séismologiques faites à l'observatoire du Parc Saint-Maur en 1926. Paris, Ann. Inst. Phys. du Globe **6**, 115—116, 1928.
- Daly, R. A.: The effective moduli of elasticity in the outer Earth-shells. Gerlands Beitr. **19**, 194—209, Heft 2/3, 1928.
- Gherzi, E.: Le problème des microséismes à groupes. Z. f. Geoph. **4**, 147—150, Heft 3, 1928.
- Imamura, A.: On the tiltings of the Earth preceding the Kwanto earthquake of 1923. Tokyo Proc. **4**, 149—150, Nr. 4, 1928.
- Imamura, A.: On the destructive Tango earthquake of March 7, 1927. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **4**, 179—202, 1928. Japanisch; engl. Auszug.
- Imamura, A.: On the seismic activity of the Kwanto district. Jap. J. Astr. Geoph. Trans. **5**, 127—135, Nr. 3, 1928.
- Imamura, A. and Hasegawa, K.: List of the aftershocks of the great Kwanto earthquake. Bull. Imp. Earthqu. Inv. Comm. **9**, 64—92, Nr. 2, 1928.
- Imamura, A. and Kishinouye, F.: On the horizontal shift of the dislocations accompanying the recent destructive earthquakes in the Kwanto district and in Tango province. Tokyo Proc. **4**, 112—115, Nr. 3, 1928.
- Inglada, V.: Die Berechnung der Herdkoordinaten eines Nahbebens aus den Eintrittszeiten der in einigen benachbarten Stationen aufgezeichneten \bar{P} - und P -Wellen. Gerlands Beitr. **19**, 73—98, Heft 1, 1928.
- Ishimoto, M.: Observations sur les variations de l'inclinaison de la surface terrestre à Miyadumati et Kawabé-mura après le grand tremblement de terre de Tango. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **4**, 203—222, 1928. Japanisch; franz. Auszug.
- Japan, Hydrographic Department, Report of the results of soundings in the region off the coast of the Tango Province, after the earthquakes of 1927. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **4**, 227—230, 1928. 4 Karten.
- Japan, Land Survey Department, Horizontal displacements of the primary and secondary triangulation points, observed after the earthquake of March 7, 1927, in Tango districts. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **4**, 223, 1928. 1 Karte.
- Japan, Land Survey Department, Comparison of the results of the first and second precise levellings in the region disturbed by the Tango earthquake. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **4**, 225, 1928. 1 Karte.
- Japan, Land Survey Department, Provisory map showing the horizontal displacements of the primary triangulation points in Kwanto districts, observed after the great earthquake of Sept. 1, 1923. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **4**, 231, 1928. 1 Karte.
- Kishinouye, F. and Kawasumi, H.: An application of the theory of fluctuation to problems in statistical seismology. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **4**, 75—83, 1928. Japanisch; engl. Auszug.
- Krestew, K.: Die Forschungsergebnisse der Erdbeben in Bulgarien. Naturw. **16**, 594—595, Heft 30, 1928.
- Matuzawa, T.: Propagation of Love waves along a doubly stratified layer. Proc. Phys. Math. Soc. Japan (3) **10**, 25—33, Nr. 3, 1928.
- Matuzawa, T., Hasegawa, K. and Haeno, S.: On the forerunners of earthquake-motions of certain earthquakes. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **4**, 85—106, 1928.

- Miyabe, N.: On fluctuations in frequency and in position of destructive earthquakes in China. Tokyo Proc. **3**, 659—663, Nr. 10, 1927.
- Schneider, W.: Untersuchungen über die seismische Bodenunruhe kurzer Periode. Z. f. Geoph. **4**, 103—109, Heft 2, 1928.
- Schostakowitsch, W. B.: Zur Frage der Periodizität der seismischen und vulkanischen Erscheinungen. Gerlands Beitr. **19**, 298—304, Heft 2/3, 1928.
- Sezawa, K.: The reflection of the elastic waves generated from an internal point of a sphere. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **4**, 123—129, 1928.
- Sezawa, K.: On the propagation of the leading and trailing parts of a train of elastic waves. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **4**, 107—122, 1928.
- Stücker, N.: Ausführliche nomographische Tafel zur Auswertung von Beben diagrammen. Gerlands Beitr. **19**, 318—320, Heft 2/3, 1928.
- Suyehiro, K.: On the focal depth of earthquakes and the group of seismic waves. Tokyo Proc. **4**, 41—43, Nr. 2, 1928.
- Takayama, T.: On the correlation of the activity of seismic zones in Japan. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **4**, 1—8, 1928. Japanisch; engl. Auszug.
- Terada, T.: On the vertical displacement of the sea bottom in Sagami Bay discovered after the great Kwanto earthquake of 1923. Tokyo Proc. **4**, 45—48, Nr. 2, 1928.
- Terada, T.: On the geophysical significance of the crustal movement found after the great earthquake of 1923. Tokyo Proc. **4**, 53—55, Nr. 2, 1928.
- Terada, T. and Miyabe, N.: On the horizontal displacements of the primary trigonometrical points discovered after the Kwanto earthquake. Tokyo Proc. **4**, 49—52, Nr. 2, 1928.
- Terada, T. and Miyabe, N.: On the horizontal displacements of Earth crust produced by the Tango earthquake. Tokyo Proc. **4**, 211—214, Nr. 5, 1928.
- Terada, T. and Miyabe, N.: Relation between horizontal deformation and postseismic vertical displacement of Earth crust which accompanied the Tango earthquake. Tokyo Proc. **4**, 215—217, Nr. 5, 1928.
- Terada, T. and Nakaya, U.: Effect of an irregular succession of impulses upon a simple vibrating system — its bearing upon seismometry. Tokyo Proc. **4**, 208—210, Nr. 5, 1928.
- Tsuboi, C.: Experimental studies on elastic waves (Part 2). Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **4**, 9—20, 1928.
- Tsuya, H.: On the geological structure of the Tango earthquake region. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **4**, 139—158, 1928. Japanisch; engl. Auszug.
- Turner, H. H.: On the periodicity of approximately 21 minutes in the recurrence of earthquakes. Monthly Not., Geoph. Suppl. **2**, 58—71, Nr. 1, 1928.
- Visser, S. W. and Akkersdijk, M. E.: The earthquakes in the Padang Highlands. Natuurk. Tijdschr. **87**, 36—79, 1927. Holländisch; engl. Auszug.
- Visser, S. W. und Berlage jun., H. P.: Zur Frage der Ungleichzeitigkeit der *P*-Einsätze bei den horizontalen und vertikalen Seismographen. Gerlands Beitr. **19**, 147—152, Heft 1, 1928.
- Wilip, J.: Über die Anwendung der galvanometrischen Registriermethode in seismischen Gebieten. Gerlands Beitr. **19**, 153—164, Heft 1, 1928.

Wilip, J.: Zur Theorie und Konstruktion von Vertikalseismographen. Gerlands Beitr. **19**, 387—401, Heft 4, 1928.

Yamasaki, N. and Tada, T.: The Oku-Tango earthquake of 1927. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **4**, 159—178, 1928.

Haeno, S.: On the tilting of the Earth observed at Tokyo. Tokyo Proc. **4**, 151—153, Nr. 4, 1928.

3. Temperatur und Aggregatzustand der Erde.

Joly, J.: The theory of thermal cycles. Gerlands Beitr. **19**, 415—441, Heft 4, 1928.

III. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde. Polarlicht.

1. Das innere Magnetfeld.

Aguerrevere, F.: Declinación magnética en Venezuela desde 1700. Caracas 1927. 80. 14 S.

Bock, R.: Über Temperaturkoeffizienten von Magneten (Vorl. Mitteil.). Ber. über die Tät. d. Pr. Met. Inst. für 1927. Berlin 1928. S. 114—118.

Belloq, H. et Jacquet, Ch.: Mesures magnétiques dans les Basses-Pyrénées, les Landes et la Gironde. CR. **186**, 448—450, 1928.

Dye, D. W.: A magnetometer for the measurement of the earth's vertical magnetic intensity in C. G. S. measure. Proc. Roy. Soc. London **117**, 434—459, 1928.

Fisk, H. W. and Fleming, J. A.: The magnetic and electric observations of the Maud expedition during 1918 to 1925. Terr. Magn. **33**, 37—43, Nr. 1, 1928.

Fleming, J. A. and Fisk, H. W.: Summary of magnetic-survey work by the Carnegie Institution of Washington, 1905—1926. Terr. Magn. **33**, 27—36, Nr. 1, 1928.

Gamburzeff, G. A.: Beitrag zur Frage nach der Kursker magnetischen und Gravitations-anomalie. 1. u. 2. Mitteil. Gerlands Beitr. **19**, 210—230, Nr. 2/3, 1928.

Gibault et Rougerie, P.: Mesures magnétiques dans l'est de la France. CR. **186**, 593—595, Nr. 9, 1928.

Keränen, J. and Odelsio, H.: Magnetic measurements in the Baltic Sea. South Quarken and northern coast of the Baltic Sea. Sec. rep. Stockholm, Kungl. Sjö-karteverket, Jordmag. Publ. Nr. 6; Helsinki, Valtion Met. Keskuslaitos, Maamag Tutkimuksia, Nr. 16, 1927.

Koenigsberger, J.: Zur Empfindlichkeitsbestimmung von magnetischen Variometern und zur Eichung der magnetischen Felder von Spulen. Z. f. Geoph. **4**, 151—153, Nr. 3, 1928.

Koenigsberger, J.: Zur Deutung der Karten magnetischer Isanomalien und Profile. Gerlands Beitr. **19**, 241—291, Nr. 2/3, 1928.

Labrouste, H.: Mesures magnétiques dans le nord de la France. CR. **186**, 450—452, Nr. 8, 1928.

Mathias, E.: Mesures magnétiques dans les Hautes-Pyrénées, les Gers et la Haute-Garonne. CR. **185**, 1422—1424, Nr. 25, 1928.

Mathias, E.: Mesures magnétiques dans la Haute-Marne, la Côte d'Or et l'Aube. CR. **186**, 668—670, Nr. 10, 1928.

- Mathias, E.: Mesures magnétiques dans l'Allier et Puy de Dôme. CR. **186**, 1083—1085, Nr. 16, 1928.
- Maurain, Ch.: Mesures magnétiques en Alsace et en Lorraine. Paris, Ann. Inst. Phys. du Globe **6**, 86—99, 1928.
- Nervière, J.: Première contribution à l'étude du magnétisme terrestre en Haute-Volta. Paris, Ann. Inst. Phys. du Globe **6**, 139—149, 1928.
- Nippoldt, A.: Über eine anisotrope Magnetisierung der Erde. Ber. über d. Tät. des Pr. Met. Inst. für 1927. Berlin 1928. S. 97—105.
- Palazzo, L.: Magnetometrica applicata alle indagini di giacimenti minerari nel sottosuolo. Mem. Acc. Nuov. Linc. **10**, 271—308, 1927.
- Reich, H.: Zur Frage der regionalen, magnetischen Anomalien Deutschlands, insbesondere derjenigen Norddeutschlands. Z. f. Geoph. **4**, 84—103, Nr. 2, 1928.
- Service géographique de l'armée. Mesures magnétiques au Maroc. Paris, Ann. Inst. Phys. du Globe **6**, 110—115, 1928.
- Špaček, V.: La mesure par le variomètre de Schmidt de la composante verticale du magnétisme terrestre aux alentours du Rip. Prag, Rozpr. Ceské Ak., 1927. 23 S. (Tschechisch mit franz. Auszug.)
- Schmidt, Ad.: Gauß als Physiker, insbesondere als Erdmagnetiker. Ber. über die Tät. des Pr. Met. Inst. im Jahre 1927. Berlin 1928. S. 42—46.
- Simpson, G. C.: Some studies in terrestrial magnetism. Mem. Roy. Met. Soc. **2**, 69—95, Nr. 16, 1928.
- Tabesse, E.: Mesures magnétiques dans le centre et l'ouest de la France. Paris, Ann. Inst. Phys. du Globe **6**, 99—110, 1928.
- Teichert, C.: Erdmagnetische Messungen im östlichen Samland. (Weitere Beiträge zum Problem der erdmagnetischen Störungen in Ostpreußen.) Königsberg, Schriften Phys. Ges. **65**, 66—95, Nr. 1, 1926.
- Uljanin: Über elektrische Methoden der Messung des erdmagnetischen Feldes und ein Universal-Induktions-Magnetometer. Z. techn. Phys. **8**, 493—495, Nr. 11, 1927.

2. Das äußere Magnetfeld.

- Batavia, Observations made at the royal magnetical and meteorological observatory at Batavia 1923. Batavia 1927.
- Bauer, L. A.: Unsolved problems in terrestrial magnetism and atmospheric electricity in the polar regions. „Problems of Polar Research.“ New York, Amer. Geogr. Soc. **7**, 53—61, 1928.
- Belot, E.: La sismicité du Soleil et la périodicité des orages magnétiques. CR. **185**, 1259—1261, Nr. 23, 1928.
- Chree, C.: Note on the mean monthly values and the annual inequalities of the magnetic elements. Monthly Not. Roy. Astr. Soc., Geoph. Suppl. **1**, 532—541, Nr. 16, 1928.
- Eblé, L.: Observations magnétiques faites à l'observatoire du Val-joyeux pendant l'année 1926. Paris, Ann. Inst. Phys. du Globe **6**, 1—28, 1928.
- Eblé, L. et Itie, J.: Valeurs des éléments magnétiques à la station du Val Joyeux. CR. **186**, 778, Nr. 12, 1928.

- Egedal, J.: Über eine Verbindung zwischen den mondtägigen und den sonnentägigen Variationen der magnetischen Deklination. *Z. f. Geoph.* **4**, 155—157, Nr. 3, 1928.
- Hyryläinen, H.: Ergebnisse der Beobachtungen des magnetischen Observatoriums zu Sodankylä im Jahre 1922. Veröff. des magn. Observ. der Finnischen Akad. d. Wiss. zu Sodankylä, Nr. 9. Kuopio 1928.
- Jacquet, Ch.: Recherches expérimentales sur l'aimantation des roches volcaniques du département du Puy de Dôme. *CR.* **186**, 1000—1001, Nr. 15, 1928.
- Magnetisk aarbog 1925. Kjobenhavn, G. E. C. Gad, 1928. 16 S.
- Magnetisk aarbog 1922. Kjobenhavn, G. E. C. Gad, 1927. 19 S.
- Moidrey, J. de: Earthquake records on magnetographs at Lukiapang, China, 1927. *Terr. Magn.* **33**, 47, Nr. 1, 1928.
- Principal magnetic storms recorded at the Sitka magnetic observatory, October to December 1927 (F. P. Ulrich); at the Huankayo magnetic observatory, August to December 1927 (O. W. Torreson). *Terr. Magn.* **33**, 47—51, Nr. 1, 1928.
- Schmidt, Ad.: Enthalten die Variationen des Erdmagnetismus einen Bestandteil, der in Beziehung zur Sternzeit steht? *Ber. über die Tät. des Pr. Met. Inst. für 1927.* Berlin 1928. S. 89—97.
- Schmidt, Ad.: Ergebnisse der erdmagnetischen Beobachtungen in Potsdam im Jahre 1927. *Met. Z.* **45**, 229—231, Nr. 6, 1928.
- Stagg, J. M.: The 27-day recurrence interval in magnetic disturbance. An examination made with the aid of hourly character figures. London, Met. Office, Geoph. Mem. Nr. 40, 1928. 8 S.
- Tabesse, E.: Observations magnétiques faites à l'observatoire de Nantes pendant l'année 1926. Paris, *Ann. Inst. Phys. du Globe* **6**, 28—38, 1928.
- Thomson A. and Westland, C. J.: Tentative magnetic values as recorded at the Apia observatory for the year 1927. *Terr. Magn.* **33**, 46, Nr. 1, 1928.
- Valeurs instantanées des éléments magnétiques à l'observatoire de Rude Skov à l'occasion de l'éclipse de soleil du 29 juin 1927. Copenhagen, *Inst. Mét., Comm. Mag.* Nr. 4, 1927. 6 S.
- Valeurs instantanées et synchroniques des éléments magnétiques enregistrées à l'Observatoire de Rude Skov pendant la tempête magnétique des 21 et 22 juillet 1927. Copenhagen, *Inst. Mét., Comm. Mag.* Nr. 5, 1927. 6 S.
- Variations des éléments magnétiques lors des principales perturbations magnétiques de l'année 1926 (graphiques). Paris, *Ann. Inst. Phys. du Globe* **6**, 149 ff., 1928.

3. Polarlicht.

- Anderson, W.: Über die Hypothese von H. Petersen, daß die höchsten Atmosphärenschichten durch β -Strahlen erwärmt werden. *Phys. Z.* **29**, 232—233, Nr. 8, 1928.
- Hulburt, E. O.: The Origin of the aurora borealis. *Terr. Magn.* **33**, 11—14, Nr. 1, 1928.
- Johnson, J. H.: On the altitude of the aurora. San Francisco, *Publ. Astr. Soc. Pacific* **39**, 347—350, 1927.
- Kaplan, J.: Excitation of the auroral green line in active nitrogen. *Nature* **121**, 711, Nr. 3053, 1928.

- Röstad, A.: Über die Einwirkung der magnetischen Perturbationen auf die geographische Verbreitung des Nordlichtes. *Geofys. Publ. Oslo* **5**, Nr. 5, 1928.
- Rayleigh, Lord: The light of the night sky: its intensity variations when analysed by colour filter. *Proc. Roy. Soc. London* **119**, 11—33, Nr. 781, 1928.
- Sommer, L. A.: Über den Ursprung der grünen Nordlichtlinie. *Naturw.* **16**, 219, Nr. 13, 1928.
- Petersen, H.: Über die Hypothese, daß die höchsten Atmosphärenschichten durch β -Strahlen erwärmt werden. Erwiderung darauf von W. Anderson. *Phys. Z.* **29**, 492—493, Nr. 14, 1928.

4. Erdströme, Luftelektrizität, durchdringende Strahlung.

- Chree, C.: Earth currents and terrestrial magnetism. *Nature* **121**, 242, Nr. 3042, 1928.
- Bottlinger, K. F.: Zur Frage nach der Natur der Kugelblitze. *Naturw.* **16**, 220, Nr. 13, 1928.
- Goldschmidt, H.: Das luftelektrische Potentialgefälle in Wahnsdorf 1922 bis 1926. Anhang Jahrb. Sächs. Landeswetterwarte Dresden 1928, S. 1—20.
- Goldschmidt, H.: Das elektrische Potentialgefälle der Luft in Wahnsdorf 1923 bis 1926. *Met. Z.* **45**, 191—195, Nr. 5, 1928.
- Laporte, E.: Étude critique des différentes méthodes de mesure des mobilités des ions dans les gaz. *Ann. de Phys.* **8**, 710—745, 1927.
- Lautner, P.: Über rasche elektrische Feldänderungen bei Wetterleuchten auf der Zugspitze. *Met. Z.* **45**, 103, Nr. 3, 1928.
- Mac-Laughlin, J.: Recherches sur les gros ions sun. Paris, *Ann. Inst. Phys. du Globe* **6**, 59—86, 1928.
- Nolan, P. J. and Brochain, O.: Observations on atmospheric electrical conductivity in connection with the solar eclipse of 29th June, 1927. Dublin, *Proc. Acad.* **38** [A], 1—17, Nr. 1, 1928.
- Parkinson, W. C.: Some observations of atmospheric-electric potential-gradient on mountain peaks in the Peruvian Andes near Huancayo. *Terr. Magn.* **33**, 15—22, Nr. 1, 1928.
- Parkinson, W. C.: Note on some photographs of lightning-discharges made at the Huancayo magnetic Observatory. *Terr. Magn.* **33**, 23—26, Nr. 1, 1928.
- Schindelhauer, F.: Radioaktive Niederschläge auf Hochantennen. *Phys. Z.* **29**, 479—487, Nr. 14, 1928.
- Swann, W. F. G.: The earth's electric charge. *J. Amer. Inst. Electr. Eng.* **47**, 209—210, Nr. 3, 1928.
- Tichanowsky, J. J.: Zur Methodik der Messungen mit dem Aitken-Zähler. *Met. Z.* **45**, 107—108, Nr. 3, 1928.
- Corlin, A.: Höhenstrahlungsschwankungen zweiter Art. (Vorl. Mitteil.) *Naturw.* **16**, 512, Nr. 25, 1928.
- Corlin, A.: The highly penetrating cosmic rays. *Nature* **21**, 322, Nr. 3044, 1928.

- Corlin, A.: Zur Kritik von V. Oberguggenberger über den kosmischen Ursprung der durchdringenden Höhenstrahlung. *Astr. Nachr.* **232**, 375, Nr. 5566, 1928.
- Klapheike: Kurze Bemerkung zu A. Corlin, Über den kosmischen Ursprung der durchdringenden Strahlung. *Astr. Nachr.* **232**, 429, Nr. 5568, 1928.
- Millikan, R. A. and Cameron, G. H.: High altitude tests on the geographical, directional and spectral distribution of cosmic rays. *Phys. Rev.* **31**, 163—173, Nr. 2, 1928.
- Millikan, R. A. and Cameron, G. H.: Evidence for the continuous creation of the common elements out of positive and negative electrons. *Proc. Nat. Ac. Sci.* **14**, 445—449, Nr. 6, 1928.
- Millikan, R. A.: High frequency rays of cosmic origin. From the Smithsonian Report for 1926. S. 193—201, 1927.
- Perschke, W.: Zur Frage nach dem Ursprung der durchdringenden Strahlung. *Z. f. Phys.* **49**, 740—741, Nr. 9/10, 1928.
- Kolhörster, W.: Beobachtung der durchdringenden Strahlung während der Sonnenfinsternis vom 29. Juni 1928. *Z. f. Phys.* **48**, 95—97, Nr. 1/2, 1928.
- Smosarski, W.: Mesures de l'électricité atmosphérique à Poznań. Lieu des observations et les appareils. Études météorol. et hydrogr. Warschau, S. 53—59, Nr. 4, 1927. (Polnisch mit franz. Zusammenfassung.)
- Steinke, E.: Neue Untersuchungen über die durchdringende Hesssche Strahlung. *Z. f. Phys.* **48**, 647—689, Nr. 9/10, 1928.
- Tuwin, L.: Über Verzerrung der Absorptionskurve kosmischer Strahlen in Wasser durch sekundäre Streustrahlung. *CR. Acad. Leningrad*, S. 371—374, Nr. 22, 1927.

5. Radioaktivität.

- Koenigsberger, J.: Mächtigkeitsbestimmungen von Deckschichten über Spalten durch Radioaktivitätsmessungen. *Z. f. Geoph.* **2**, 76—84, Nr. 2, 1928.
- Lepape, A.: Sur l'origine de la radioactivité des sources de Bagnères-de-Luchon. *CR.* **185**, 1292—1294, Nr. 23, 1927.
- Maracineau, St.: Sur les phénomènes, semblables à ceux des corps radioactifs, présentés par les métaux. *CR.* **186**, 746—748, Nr. 12, 1928.

6. Drahtlose Wellen in der Atmosphäre.

- Anderson, C. N.: Correlation of long wave transatlantic radio transmission with other factors affected by solar activity. New York, *Proc. Inst. Radio Eng.* **16**, 297—347, 1928.
- Appleton, E. V. and Ratcliffe, J. A.: On a method of determining the state of polarisation of downcoming wireless waves. London, *Proc. Roy. Soc.* **117**, 576—588, 1928.
- Austin, L. W. and Wymore, J. J.: On the influence of solar activity on radio transmission. New York, *Proc. Inst. Radio Eng.* **16**, 166—173, 1928.
- Dahl, O. and Gebhardt, L. A.: Measurements of the effective heights in the conducting layer and the disturbances of August 19, 1927. New York, *Proc. Inst. Radio Eng.* **16**, 290—296, 1928.
- Eckersley, T. L.: The scattering of wireless waves. *Nature* **121**, 243, Nr. 3042, 1928.

- Heising, R. A.: Experiments and observations concerning the ionized regions of the atmosphere. New York, Proc. Inst. Radio Eng. **18**, 75—99, 1928.
- Hulburt, E. O.: Ionization in the upper atmosphere. New York, Proc. Inst. Radio Eng. **16**, 174—176, 1928.
- Mesny, R.: Les ondes hertziennes quittent-elles l'atmosphère terrestre? Paris, Bull. soc. astr. France **42**, 71—79, 1928.
- Sacklowski, A.: Die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen. Einzeldarstellung aus der elektrischen Nachrichtentechnik. Herausgegeben von F. Münch, Bd. II. Berlin, Weidmannsche Buchhandl., 1928. 8^o. XII, 129 S.
- Weyrich, R.: Zur Theorie der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen längs der Erdoberfläche. Ann. d. Phys. **85**, 552—580, Nr. 5, 1928.

IV. Physik des Meeres.

1. Instrumente und Methoden der Forschung.

- Description of U. S. C. u. G. S. Sounding Tube. The Hydr. Rev. V, 1, S. 221/222, 1928.
- Echo Sounding. The Hydr. Rev. V, 1, S. 131—165, 1928. 30 Abb., 1 Taf.
- Kunze, W.: Entwicklung und Bedeutung der akustischen Lote. Bremen.
- Ott: Ott-Flügel und Zuhör. Kempten.
- Sund, Oscar: A new colour comparator. J. du Conseil III, 1, S. 102/103, 1928.
- Sverdrup, H. U.: Aufgaben, Bemannung und Ausrüstung einer wissenschaftlichen Beobachtungsstation auf dem Treibeise bei ein- bis zweijähriger Überwinterung in der inneren Arktis. Arktis I, Heft 1/2, S. 29—37, 1928.
- Tonta, L.: Submarine Phonotelemetry. The Hydr. Rev. V, 1, S. 91—125, 1928. 21 Abb.
- de Vanssay de Blavous: Units of length. The Hydr. Rev. V, 1, S. 227—232, 1928.

2. Berichte von Forschungsinstituten und Expeditionen.

- Bulletin of Pacific Ocean Scient. Fishery Research Station. Wladiwostok 1928.
- Crosley, W. S.: The Hydrographic Office of the United States Navy. The Hydr. Rev. V, 1, S. 43—51, 1928. 5 Taf.
- Heck, N. H.: The Coast and Geodetic Survey and oceanography in the Pacific. The Hydr. Rev. V, 1, S. 252/253, 1928.
- The Hydrographic Office of the Estonian Republic. The Hydr. Rev. V, 1, S. 73—75, 1928.
- The Hydrographic Office — Leningrad. The Hydr. Rev. V, 1, S. 67—72, 1928.
- Royal decree concerning the reorganisation of the Hydrographic Service of the Spanish Navy. The Hydr. Rev. V, 1, S. 55—59, 1928.
- Otte, Friedrich: Hydrographic surveying in China. The Hydr. Rev. V, 1, S. 63—66, 1928. 1 Taf.
- Samoilovitch, R.: Explorations in Novaya Zemlya and the Barents Sea executed by the Institute for the Exploration of the North. Arktis I, Heft 1/2, S. 2—11, 1928.
- Sverdrup, H. U.: Magnetic, atmospheric-electric and auroral results, Maud Expedition 1918—1925 (Narrative). Res. of the Dep. of Terr. Magn., Vol. VI, 1927.

3. Quellenmaterial, Literaturberichte.

Deutsche Seewarte: Meereskundliche Beobachtungen auf deutschen Feuerschiffen der Nord- und Ostsee. Jahr 1924 und 1925. Hamburg 1928.

4. Bearbeitung von Beobachtungen.

Arnold-Alsbieff, V.: The ice-averages in the Baltic Sea. Leningrad 1928.

Mäe, Hjalmar: Über die Temperatursprünge in der Ostsee. Sitzungsber. d. Akad. d. Wiss. in Wien 1928, 137. Bd. 59 S., 4 Abb.

Möller, Lotte: Alfred Merz' hydrographische Untersuchungen in Bosporus und Dardanellen. Veröff. d. Inst. f. Meereskunde, N. F. Reihe A, Heft 18. Berlin 1928.

Patton, R. St.: The physiographic interpretation of the nautical Chart. The Hydr. Rev. V, 1, S. 205—220, 1928. 2 Abb.

Schott, Gerhard: Die Verteilung des Salzgehaltes im Oberflächenwasser der Ozeane. Ann. Hydr. **56**, 145—165, Heft 5. 1 Taf.

Wüst, Georg: Der Ursprung der atlantischen Tiefenwässer. Jubiläums-Sonderbd. d. Ges. f. Erdk. S. 506—534. Berlin 1928. 1 Abb., 3 Taf.

Zorell, Franz: Der „El-Niño“-Strom im Jahre 1925. Ann. Hydr. **56**, 166—175, Heft 5, 2 Taf.

5. Systematische und theoretische Untersuchungen.

Defant, Albert: Die systematische Erforschung des Weltmeeres. Jubiläums-Sonderbd. d. Ges. f. Erdk. S. 459—505. Berlin 1928. 14 Abb.

Ekman, V. W.: Eddy viscosity and skin friction. Memoirs of the Royal Meteorological Society, Vol. II, Nr. 20. London 1928.

Ekman, V. W.: Note on the theoretical courses of ocean currents. J. du Conseil III, 1, S. 104/107, 1928.

Rude, G. T.: Earth's deflective force exhibited in tides and currents. The Hydr. Rev. V, 1, S. 239—248, 1928. 4 Abb.

Sverdrup, H. U.: The wind-drift of the ice on the north-siberian shelf. The Norwegian North Polar Exped. with the „Maud“ 1918—1925, Scientific Results Vol. IV, No. 1. Bergen 1928.

V. Physik der Atmosphäre.

1. Statik und Dynamik.

Bartels, J.: Die höchsten Atmosphärenschichten. Naturw. **16**, 301—307, Nr. 18, 1928.

Conrad, V.: Beobachtungen über den Seewind an einem flachen Sandstrand. Ann. Hydr. **56**, 1—3, Nr. 1, 1928.

Georgii, W.: Über das Stromfeld der Luft im Luv von Gebirgen. Beitr. Phys. fr. Atm. **13**, 280—287, Nr. 4, 1927.

- Hesselberg, Th.: Die kinetische Energie des Windes. Beitr. Phys. fr. Atm. **14**, 35—39, Nr. 1/2, 1928.
- Hoffmeister, J.: Zwei Berechnungen über vertikale Luftströme. Ber. über d. Tät. d. Pr. Met. Inst. für 1927, S. 61—68. Berlin 1928.
- Kleinschmidt, E.: Das Gezeitenproblem der Atmosphäre. Z. angew. Met. (Das Wetter) **45**, 161—164, Nr. 6, 1928.
- König, W.: Über die Erschließung hoher Druckwellen durch Änderungskarten. Ber. über d. Tät. d. Pr. Met. Inst. für 1927, S. 56—61. Berlin 1928.
- Newnham, E. V.: Origin of the semi-diurnal pressure wave in the earth atmosphere. Nature **121**, 353, Nr. 3044, 1928.
- Palmén, E.: Zur Frage der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Zyklonen. Met. Z. **45**, 96—99, Nr. 3, 1928.
- Wegener, A.: Beiträge zur Mechanik der Tromben und Tornados. Met. Z. **45**, 201—214, Nr. 6, 1928.

2. Strahlungsvorgänge, Zusammensetzung der Atmosphäre, Solarkonstante.

- Albrecht, F.: Zur Theorie des Schwarzkugelthermometers. Ber. über d. Tät. d. Pr. Met. Inst. für 1927, S. 127—139. Berlin 1928.
- Ångström, A.: Messungen der nächtlichen Ausstrahlung im Ballon. Beitr. Phys. fr. Atm. **14**, 8—21, Nr. 1/2, 1928.
- Batyghina, A. J.: The transparency of the atmosphere at Slutsk (Pavlovsk), according to observations effectuated within the period of 21 years 1906—1926 incl. Leningrad, Recueil de Géophys. **6**, 22—39, 1927.
- Berlage, H. P.: Zur Theorie der Beleuchtung einer horizontalen Fläche durch Tageslicht. Met. Z. **45**, 174—180, Nr. 5, 1928.
- Besson, L.: Sur la visibilité et la teneur de l'air en poussières à Paris. CR. **186**, 882—885, Nr. 13, 1928.
- Brazier, G. E.: Observations et travaux actinométriques effectués à l'Observatoire du Parc Saint-Maur en 1926. Paris, Ann. Inst. Phys. du Globe **6**, 119—139, 1928.
- Chalonge, D.: Étude de la couche d'ozone de la haute atmosphère pendant la nuit. CR. **186**, 446—448, 1928.
- Falckenberg, G. und Stoecker, E.: Bodeninversion und atmosphärische Energieleitung durch Strahlung. Beitr. Phys. fr. Atm. **13**, 246—270, Nr. 4, 1927.
- Kalitin, N. N.: Rates of solar radiant energy, according to observations effectuated at the Magnetic-Meteor. Observatory Slutsk (Pavlovsk). Leningrad, Recueil de Géophys. **6**, 7—21, 1927. (Russisch mit engl. Zusammenfassung.)
- Knoche, W.: Sonnenstrahlung im hohen Norden. Naturw. **16**, 183, Nr. 11, 1928.
- Kühl, W.: Eichwerte der Potsdamer Kaliumzelle nach achtjährigen Messungen. Ber. über d. Tät. d. Pr. Met. Inst. für 1927, S. 81—89. Berlin 1928.
- Mercanton, P.-L.: Le rayonnement nocturne à Lausanne. CR. **186**, 965—967, Nr. 14, 1928.

- Ramanathan, K. R.: Sky illumination at sunrise and sunset. Mem. of the Indian Meteor. Department Calcutta **25**, 1—13, 1927.
- Robitzsch, M.: Arago Davy in neuer Form. Met. Z. **45**, 234—235, Nr. 6, 1928.
- Stenz, E.: Observations de la radiation solaire et de l'opacité atmosphérique, faites à Jokkmokk pendant l'éclipse du Soleil du 29 mai 1927 [gemeint ist wohl 29. Juni]. CR. **186**, 997—999, Nr. 15, 1928.
- Süring, R.: Forschungsmethoden der Sonnen- und Himmelsstrahlung. Berlin, Z. f. wiss. Bäderkunde **2**, 585—590, 1928.
- Treven, K.: Sonnenbestrahlungsverhältnisse in ost-westlich verlaufenden Tälern. Met. Z. **45**, 231, Nr. 6, 1928.
- Jensen, Chr.: Die Bedeutung der atmosphärischen Polarisierung für die Beurteilung des Reinheitsgrades der Atmosphäre. Strahlentherapie **28**, 18—24, 1928.
- Lautner, P.: Einige optisch-meteorologische Erscheinungen auf der Zugspitze. Met. Z. **45**, 104—105, Nr. 3, 1928.
- Smosarski, W.: Dämmerungsbeobachtungen. 2. Mitteilung. Études Météorol. et Hydrogr. 1927, S. 60—82, Nr. 4. (Polnisch mit deutscher Zusammenfassung.)
- Smosarski, W.: Messungen eines neutralen Punktes der atmosphärischen Polarisierung (1917—1927). Études Météorol. et Hydrogr. 1927, S. 83—100, Nr. 4. (Polnisch mit deutscher Zusammenfassung.)
- Stenzel, A.: Dämmerungserscheinungen. Eine neue Störung. Astr. Nachr. **232**, 351, Nr. 5564, 1928.
- Wood, R. W.: Factors which determine the occurrence of the green ray. Nature **121**, 501, Nr. 3048, 1928.

3. Akustik.

- Hiller, W.: Die Zone der anormalen Hörbarkeit im kleinen. Z. f. Geoph. **4**, 157—158, Heft 3, 1928.

VI. Angewandte Geophysik.

- Ambrohn, R.: Über geophysikalische Aufschlußverfahren in der bergbaulichen Praxis. Internat. Bergwirtschaft, Leipzig 1927, Heft 11/12.
- Ambrohn, R.: Elektrische Bodenforschung mittels Wechselströmen. Gerlands Beitr. **19**, 5—58, Heft 1, 1928.
- Belluigi, A.: Sulla Bilancia di Eötvös. Boll. Soc. Sismolog. Ital. **27**, Nr. 3, 1927.
- Eve, A. S.: Geophysical prospecting. Nature **121**, 359—362, Nr. 3045, 1928.
- Fordham, W. H.: Geophysics in Cornwall. The Mining Mag. **38**, 338—340, Nr. 6, 1928.
- Gamburzeff, G. A.: Beitrag zur Frage nach der Ursache der Kursker magnetischen und Gravitationsanomalie. 1. Mitteilung. Bestimmung der Elemente eines durch einen unendlich langen homogenen Zylinder hervorgerufenen magnetischen Feldes und eines Gravitationsfeldes. Gerlands Beitr. **19**, 210—218, Heft 2/3, 1928.
- Gamburzeff, G. und Polikarpoff, M.: Beitrag zur Frage nach der Ursache der Kursker magnetischen und gravimetrischen Anomalie. 2. Mitteilung. Gerlands Beitr. **19**, 219—230, Heft 2/3, 1928.

- Gella, N.: Geophysikalische Schürfungen auf Erdöl. Z. f. prakt. Geol. **36**, 49—54, Nr. 4, 1928.
- Heiland, C. A.: A cartographic correction for the Eötvös torsion balance. New York, Amer. Inst. of Min. and Metall. Engin., Techn. Publ., Nr. 52. 80. 16 S.
- Heine, W.: Zur Theorie elektrischer Bodenforschung. Z. f. Geoph. **4**, 109—112, Heft 2, 1928.
- Heine, W.: Der gegenwärtige Stand der elektrischen geophysikalischen Methoden. Metall und Erz **25**, 238—242, Heft 10, 1928.
- Hotchkiss, W. O., Rooney, W. J. and Fisher, J.: Earth-resistivity measurements in the Lake Superior copper country. New York, Amer. Inst. of Min. and Metall. Engin., Techn. Publ., Nr. 82, 1928. 15 S.
- Hummel, J. N.: Physikalische Grundlagen einer neuen geoelektrischen Aufschlußmethode. Z. f. Geoph. **4**, 59—67, Heft 2, 1928.
- Hummel, J. N.: Untersuchung der Potentialverteilung für einen speziellen Fall im Hinblick auf geoelektrische Potentiallinienverfahren. Z. f. Geoph. **4**, 67—76, Heft 2, 1928.
- Jones, J. H. and Davies, R.: The measurement of the second derivatives of the gravitational potential over a buried anticline. Monthly Not., Geoph. Suppl. **2**, 1—32, Nr. 1, 1928.
- Koenigsberger, J.: Mächtigkeitsbestimmung von Deckschichten über Spalten durch Radioaktivitätsmessungen. Z. f. Geoph. **4**, 76—83, Heft 2, 1928.
- Müller, F.: Arbeitsgebiete der angewandten Geophysik. Z. f. prakt. Geol. **36**, 67—71, Heft 5, 1928.
- Numerov, B.: Die topographische Reduktion bei Drehwagenbeobachtungen. Z. f. Geoph. **4**, 117—134, Heft 3, 1928.
- Schlumberge, C. et M.: Decouverte, près de Hettenschlag, d'un deuxième dôme de sel sous la plaine d'Alsace. CR. **186**, 445—446, 1928.
- Schmidt, O. v.: Angewandte Seismik (Zusammenfassender Bericht über Arbeiten von 1921 bis 1928). Z. f. Geoph. **4**, 134—146, Heft 3, 1928.
- Seelis, W.: Die Verwendung der geophysikalischen Aufschlußverfahren im Markscheidewesen. Mitt. aus dem Markscheidewesen **38**, 33—44, 1927.
- Winkelmann, H.: Über die praktische Verwendbarkeit verschiedener Drehwagentypen, insbesondere der Haff-Drehwage. Gerlands Beitr. **19**, 321—333, Heft 2 3, 1928.
- Kreji-Graf, K.: Einige nützliche Formeln für stratigraphisch-tektonische Probleme. Z. f. prakt. Geol. **36**, 54—59, Heft 4, 1928.

VII. Grenzgebiete und Verschiedenes.

1. Kosmische Physik.

- Berlage jun., H. P.: Über eine geophysikalische Konsequenz der neuen Kosmogonie. Gerlands Beitr. **19**, 191—193, Heft 2/3, 1928.
- Berlage jun., H. P.: Notiz zu meiner Kosmogonie. Eine Stütze und ein Einwand. Gerlands Beitr. **19**, 185—190, Heft 2/3, 1928.

- Grottrian, W.: Über den Ursprung der Nebellinien. *Naturw.* **16**, 177—183 und 193—197, Nr. 11 und 12, 1928.
- Kienle, H.: Die Absorption des Lichtes im interstellaren Raum. *Naturw.* **16**, 362—363, Nr. 20, 1928.
- Nicholson, S. B. et Perrakis, N. G.: Sur la constitution de l'atmosphère solaire. Remarques sur la comm. préc. par Deslandres. *CR.* **186**, 492—495, Nr. 8, 1928.
- Nodon, A.: Relation entre les oscillations régulières des champs électriques et magnétiques terrestres, et les foyers solaires diamétraux. *CR.* **186**, 942—944, Nr. 14, 1928.
- Oppenheim, S.: Über die Perioden der Sonnenflecken. *Wien. Ber.* **137**, 127—146, Heft 1/2, 1928.
- Oppenheim, S.: Über die Perioden der Sonnenflecken. *Astr. Nachr.* **232**, 369—376, Nr. 5566, 1928.
- Schostakowitsch, W.: Periodische Schwankungen der Naturerscheinungen und Sonnenflecken. *Met. Z.* **45**, 121—131, Nr. 4, 1928.

2. Physik, Chemie.

- Dorno, C.: Ultraviolett-durchlässiges Glas. *Basel, Schweiz. Z. f. Gesundheitspflege* **8**, 1928.
- Martin, L. C.: The ultra-violet transmission of transparent materials. *Nature* **121**, 643, Nr. 3051, 1928.
- Martin, H.: Zum Uhrvergleich auf drahtlosem Wege nach der Koinzidenzhörmethode. *Z. f. Geoph.* **4**, 53—58, Heft 2, 1928.
- Parkhurst, D. L.: Illuminated micrometer microscope. *Gerlands Beitr.* **19**, 104—106, Heft 1, 1928.
- Schwartz, P.: Sur un procédé de visée radioélectrique applicable à la géodésie. *CR.* **186**, 73, 1928.
- Uller, K.: Welleninduktion. *Gerlands Beitr.* **19**, 134—146, Heft 1, 1928.
- Weisskopf, V.: Zur Berechnung der Schallenergie. *Phys. Z.* **29**, 302—304, Nr. 10, 1928.

3. Mathematik.

- Comrie, L. J.: On the construction of tables by interpolation. *Monthly Not.* **88**, 506—523, Nr. 6, 1928.
- Fisher, R. A.: Correlation coefficients in meteorology. *Nature* **121**, 712, Nr. 3053, 1928.
- Harzer, P.: Über die Wahrscheinlichkeit voneinander abhängiger Fehler und über ihr Abhängigkeitsmaß. *Astr. Nachr.* **232**, 385—416, Nr. 5567, 1928.
- Jeffreys, H.: Operational methods in mathematical physics. Cambridge 1927. University Press. 8°. VIII, 102 S.
- Newnham, E. V.: Correlation coefficients in meteorology. *Nature* **121**, 421, Nr. 3046, 1928.
- Nicoladzé: Arithmomètre à multiplication purement électrique. *CR.* **186**, 123, 1928.
- Ogrodnikoff, K.: On the occurrence of discordant observations and a new method of treating them. *Monthly Not.* **88**, 523—532, Nr. 6, 1928.

- Pettersen, S.: Die Anwendung der Zustandsgleichungen auf Zeitmittelwerte. Beitr. Phys. fr. Atm. **13**, 237—245, Nr. 4, 1927.
- Sanden, H. v.: Mathematisches Praktikum, Bd. 1. Mit 17 Figuren im Text und 20 Zahlentafeln als Anhang. Sammlung „Teubners Technische Leitfäden“ 27. Leipzig und Berlin 1928.
- Verzeichnis berechneter Funktionentafeln. Herausg. Institut für angewandte Mathematik an der Universität Berlin. 1. Teil: Besselsche, Kugel- und elliptische Funktionen. Berlin 1928. 4^o. 30 S.

4. Meteorologie.

- d'Arsonval, Bordas et Besson: L'observatoire climatologique du Mont-Revard. CR. **186**, 409—410, 1928.
- Geiger, R.: Mikroklimatologie. Z. angew. Met. (Das Wetter) **45**, 74—84, Nr. 3, 1928.
- Lütschg, O.: Niederschlag und Verdunstung im Hochgebirge. Z. angew. Met. (Das Wetter) **45**, 33—42 und 65—74, Nr. 2 und 3, 1928.
- Paravicini, E.: Bodentemperaturen auf Java. Gerlands Beitr. **19**, 378—386, Nr. 4, 1928.
- Peppler, W.: Über die Doppelschichtung der Wolken. Beitr. Phys. fr. Atm. **13**, 270—277, Nr. 4, 1927.
- Peppler, W.: Über die Temperaturabnahme in Nimbuswolken. Met. Z. **45**, 161—166, Nr. 5, 1928.
- Walker, G.: World weather. Nature **121**, 713—716, Nr. 3053, 1928.
- Walter, H.: Die Abhängigkeit der Wasserverdunstung in bewegter Luft von der Größe der Oberfläche. Naturw. **16**, 321—322, Nr. 18, 1928.

5. Verschiedenes.

- Svante Arrhenius: Nachruf von A. Ångström. Gerlands Beitr. **19**, 1—4, Heft 1, 1928.
- Emil Wiechert†. Nachruf von G. Angenheister. Z. f. Geoph. **4**, 113—117, Heft 3, 1928.
- Emil Wiechert†. Nachruf von F. Linke. Gerlands Beitr. **19**, 345—348, Heft 4, 1928.
- Astronomischer Jahresbericht. Herausgegeben von dem Astronomischen Recheninstitut zu Berlin-Dahlem. 29. Band. Die Literatur des Jahres 1927. Berlin und Leipzig 1928 (W. de Gruyter & Co.). 8^o. XXVI, 270 S.
- Fleming, J. A. and Ault, J. P.: Program of scientific work on cruise VII of the Carnegie, 1928—1931. Terr. Magn. **33**, 1—10, Nr. 1, 1928.
- Verhandlungen der in Riga vom 20. bis 23. Mai 1927 abgehaltenen dritten Tagung der Baltischen Geodätischen Kommission. Helsinki 1928. 8^o. 159 S.
- Potsdam, Geodätisches Institut.
Potsdam, Meteorol.-Magn. Observatorium.
Berlin, Institut für Meereskunde.
- Rudolf Berger.
Konrad Büttner.
Lotte Möller.

Literaturverzeichnis.

I. Bewegung und Konstitution der Erde. Schwere.

1. Rotation, Umlauf, Präzession, Nutation, Polschwankung.

- Meyermann, B.: Die Schwankungen unseres Zeitmaßes. Ergebnisse der exakt. Naturwiss. **7**, 92—113. Berlin (Jul. Springer) 1928.
- Pearce, J. A.: The variability of the rotation of the Earth. J. of R. Astr. Soc. of Canada **22**, 145—147, Nr. 4, 1928.
- Sitter, W. de: On the rotation of the Earth and astronomical time. Nature **121**, 99—106, Nr. 3038, 1928.
- Beljaeff, J.: Classification des points de longitude déterminés des observations astronomiques. CR. de l'Acad. des sciences de l'URSS, 1928. 4 S. Russisch.
- Wold, K. and Jelstrup, H. S.: International longitude determinations at the station Voksenåsen (near Oslo). Oslo 1928 (Norges Geogr. Opmåling). 4^o. 7 S.
- Becker, F.: Die Polhöhe von Göttingen nach Beobachtungen im ersten Vertikal. Göttingen, Univ. Sternwarte. Veröff. Heft 2. Göttingen 1928. 8^o. 19 S.
- Caldo, L.: Determinazione della latitudine dell'Osservatorio astronomico di Palermo, per mezzo dei passaggi circummeridiani di coppie di stelle, a nord e a sud dello zenit, per uno stesso almucantar. Palermo, Oss. Astr., Publ. Mem. **47**, 1928. 64 S.
- Lous, Kr.: Determination of longitude by the azimuth of the Moon. The Norweg. North Polar expedition with the „Maud“ 1918—1925, Scient. Res. **1**, Nr. 4. Bergen 1928.
- Spitaler, R.: Horizontale Druckkräfte infolge der Achsenschwankungen der Erde. Gerlands Beitr. **20**, 388—396, Heft 3/4, 1928.
- Boccardi, J.: Sur la précision de la détermination de l'heure. J. des Observateurs **11**, 101—105, Nr. 7, 1928.
- Henderson, J. P.: Wireless time signals and their applications. J. of R. Astr. Soc. of Canada **22**, 77—93, Nr. 3, 1928.
- Lejay, P.: Die genaue Bestimmung der Schwingungsdauer eines Pendels. Neue Registriermethoden und Uhrvergleiche größter Genauigkeit ohne Chronographen. Deutsche Uhrmacher-Ztg. **52**, 899—901, Nr. 48; 981—982, Nr. 52, 1928.
- Jackson, J. and Bowyer, W.: The accuracy of Shortt free pendulum clocks. Nature **121**, 868—870, Nr. 3057, 1928.
- Mahnkopf, H.: Zum Uhrvergleich auf drahtlosem Wege nach der Koinzidenzhörmethode. Z. f. Geoph. **4**, 203—208, 1928.
- #### 2. Figur der Erde, Masse, Schwere, Isostasie.
- Dive, P.: Sur une généralisation d'une formule utile pour la Géodésie. Genf Arch. (5) **10**, 46—50, 1928.
- Hopfner, F.: Ein hypothesenfreies Verfahren zur Bestimmung der Geoide. Gerlands Beitr. **20**, 55—61, Heft 1/2, 1928.
- Hopfner, F.: Die Bestimmung des Niveausphäroids durch Triangulation. Gerlands Beitr. **20**, 62—65, Heft 1/2, 1928.
- Hopfner, F.: Die Gleichungen der regulären, analytischen Bestandteile des Geoids. Gerlands Beitr. **20**, 66—69, Heft 1/2, 1928.
- Hopfner, F.: Über die voraussichtlichen Ergebnisse der Vermessung einer ellipsoidischen, homogenen Erde. Gerlands Beitr. **20**, 70—74, Heft 1/2, 1928.

- Meeting for the discussion of geophysical subjects, 1928 April 20. „Some applications of the Geoid.“ The Observatory **51**, 191—195, Nr. 649, 1928.
- Tardi, P.: La forme et les dimensions de la terre. Choix d'un ellipsoïde de référence international. Bull. de l'Observatoire de Lyon **10**, 113—125, Nr. 7, 1928.
- Wavre, R.: Sur les figures d'équilibre d'une masse fluide hétérogène. Genf Arch. (5) **10**, 38—40, 1928.
- Wavre, R.: Rotations permanentes d'une masse fluide hétérogène et géodésie. CR. **186**, 491—492, Nr. 8, 1928.
- Werenskiöld, W.: The figure of the Earth. Oslo, Norske Videnskaps-Akad., Geofysiske Publ. **5**, Nr. 7. Oslo 1928. 40. 9 S.
- Backlund, H. G.: On the stability of the earth's crust in Central Fennoscandia. Fennia **50**, Nr. 25. Helsingfors 1928. 32 S.
- Beljajeff, J. I. -Kopiloff, N. A.: Katalog astronomischer, trigonometrischer, magnetischer und gravimetrischer Punkte von Kazakstan. Arbeiten der Kommission für Expeditionsforschung 6. Kazakstan-Serie. Leningrad 1928 (Akad. d. Wiss.). Russ. 80. XXXIV, 356, 2 Taf.
- Gischitzki, A.: Schweremessungen in NW-Bezirk von USSR, angestellt im Jahre 1927. Leningrad, Inst. Astr. **21**, 10—12, 1928. Russ.; deutscher Auszug.
- Hecker, O. und Meisser, O.: Irdische Schwere. Handb. d. phys. u. techn. Mech., Bd. 2, S. 148—181. Leipzig (Joh. Ambr. Barth) 1928.
- Lejay, P.: Sur un procédé d'enregistrement des oscillations de pendule libre, et son application aux mesures de gravité. CR. **186**, 1827—1830, Nr. 26, 1928.
- Miller, A. H.: Gravity in Western Canada. Trans. R. Soc. of Canada (3) **21**, Sect. 4, 175—187, 1927.
- Schwinner, R.: Schweremessungen und Gebirgsbau im Riesengebirge. Jahrb. d. Preuß. Geolog. Landesanst. **49**, 270—278, 1928.
- Vening Meinesz, F. A.: Détermination de la pesanteur en mer. Publ. provisoire. Publ. de la Commission Géodésique Néerlandaise. Delft 1928. 80. 10 S., 2 Taf., 1 Karte.
- Vening Meinesz, F. A.: A formula expressing the deflection of the plumb-line in the gravity anomalies and some formulae for the gravity-field and the gravity-potential outside the geoid. Amsterdam Proc. **31**, 315—331, Nr. 3, 1928.
- Wavre, R.: Sur la déviation de la verticale avec la profondeur. Genf Arch. (5) **10**, 44—46. Mars-Avril 1928.
- Hopfner, F.: Eine Folgeerscheinung der isostatischen Reduktion. Gerlands Beitr. **20**, 278—280, Heft 3/4, 1928.
- Hopfner, F.: Isostasie und Dreiaxsigkeit der Erdfigur. Gerlands Beitr. **20**, 430—431, Heft 3/4, 1928.
- Swanson, C. O.: Isostasy and mountain building. J. of Geology **36**, 411—434, Nr. 5, 1928.

3. Temperatur und Aggregatzustand der Erde, Geochemie.

- Bradley, J. H.: The Earth and its history. London, Ginn and Comp. Ltd., 1928. 80. 422 S.
- Joly, J.: Pleochroic haloes and the age of the Earth. Nature **121**, 207—208, Nr. 3041, 1928.
- Joly, J.: The theory of thermal cycles (A reply to Dr. Lotze). Gerlands Beitr. **20**, 288—292, Heft 3/4, 1928.
- Jeffreys, H.: Prof. Joly and the Earth's thermal history. Phil. Mag. (7) **5**, 208—214, 1928.
- Jeffreys, H.: The thermal state of the Earth's crust. Nature **121**, 13—14, Nr. 3036, 1928.
- Joly, J.: The Earth's thermal history. Phil. Mag. (7) **5**, 215—221, 1928.
- Lotze, F.: Bemerkungen zu J. Joly's „Theory of thermal cycles“. Gerlands Beitr. **20**, 77—84, Heft 1/2, 1928.
- Lotze, F.: Pleochroic haloes and the age of the Earth. Nature **121**, 90, Nr. 3038, 1928.
- Niggli, P.: Geochemie und Konstitution der Atomkerne. Fennia **50**, Nr. 6. Helsingfors 1928. 24 S.

II. Veränderungen und Bewegungen an der Erdkruste und Seismik.

1. Tektonik, Vulkanismus, Vereisung, Klimaschwankung.

- Tams, E.: Die Fortschritte in der Dynamik der festen Erdrinde 1922—26. Geogr. Jahrb., 42. Bd., 1927, S. 229—294. Gotha 1928.
- Bailey, E. B.: The palaeozoic mountain systems of Europe and America. *Nature* **122**, 811—814, Nr. 3082, 1928.
- Brenner, Th.: Beispiele von Massenverdrängung durch Bodenbelastung. *Fennia* 1928, Nr. 19. Helsingfors 1928. 12 S., 2 Taf.
- Bubnoff, S. v.: Grundprobleme der Geologie Europas (Fortsetzungen). *Naturw.* **16**, 606—611, Heft 31; 749—753, Heft 40; 1038—1042, Heft 49, 1928.
- Cloos, H.: Bau und Bewegung der Gebirge in Nordamerika, Skandinavien und Mitteleuropa. Fortschritte der Geolog. u. Palaeontologie, Bd. 7, Heft 21. VIII, 87 S., 1928.
- Daly, R. A.: The outer shells of the Earth. *Amer. J. of Science* (2) **15**, 108—135, 1928.
- Gracht, van der and others: Theory of Continental drift: a symposium on the origin and movement of land masses. The American Association of Petroleum Geologists, Tulsa, Oklahoma, U. S. A. Thomas Murby & Co., London 1928. X, 240 S. Ref. *Geolog. Mag.* **65**, 422—424, Nr. 771, 1928; *Nature* **122**, 431—433, Nr. 3073, 1928.
- Jenny, H.: Zur Geschichte des alpinen Faltungsraumes. *Geol. Rundsch.* **19**, 283—313, Heft 4, 1928.
- Holmquist, P. J.: The relative plasticity of rockmasses under the influence of dynamic deformation. *Fennia* **50**, Nr. 33. Helsingfors 1928. 13 S.
- Kraus, E.: Das Wachstum der Kontinente nach der Zyklustheorie. *Geol. Rundsch.* **19**, 353—386, Heft 5, 1928.
- Kummerow, E.: Fortschritte der Diluvialgeologie (Bewegungsrichtung des Inlandeises, Herkunft und Verbreitung der Geschiebe). *Geol. Rundsch.* **19**, 388—417, Heft 5, 1928.
- Machatschek, F.: Eine neue geotektonische Theorie. *Petermanns Mitt.* **74**, 197—199, Heft 7/8, 1928.
- Musketov, D. J.: The overthrusts of the Trans-Alai and Alai Chains. *Nature* **121**, 36, Nr. 3036, 1928.
- Sauramo, M.: Der Anteil der eustatischen Komponente an den Niveauverschiebungen in Fennoskandia. *Fennia* **50**, Nr. 10. Helsingfors 1928. 10 S.
- Taylor, F. B.: Marks of southward continental sliding in North America [Abstract]. *Bull. Seism. Soc. America* **18**, 148—149, Nr. 2, 1928.
- Wegmann, C. E.: Über die Tektonik der jüngeren Faltung in Ostfinnland. *Fennia* **50**, Nr. 16. Helsingfors 1928. 22 S., 3 Taf.
- Wilser, J. L.: Zum Bewegungsmechanismus der Erdkruste. *Naturw.* **16**, 737—741, Heft 39, 1928.
- Witting, R.: Über den Ablauf der fennoskandischen postglazialen Landhebung. *Fennia* **50**, Nr. 30. Helsingfors 1928. 7 S.

2. Elastische Deformationen, Seismizität, Seismik.

- Angenheister, G.: Seismik (Erdbebenwellen). *Handbuch der Physik*, herausg. von H. Geiger und K. Scheel, Bd. 6, S. 566—622. Berlin, Jul. Springer, 1928.
- Byerly, P.: The Idria (California) earthquake of July 25, 1926. *Bull. Seism. Soc. America* **17**, 203—206, Nr. 4, 1927.
- Byerly, P.: The Eureka (California) earthquake of August 20, 1927. *Bull. Seism. Soc. America* **17**, 213—217, Nr. 4, 1928.
- Conrad, V.: Das Schwadorfer Beben vom 8. Oktober 1927. *Z. f. Geoph.* **4**, 286—289, Heft 6, 1928.
- Conrad, V.: Das Schwadorfer Beben vom 8. Oktober 1927 (Ein Beitrag zur Kenntnis der Konstitution der oberen Erdkruste). *Gerlands Beitr.* **20**, 240—277, Heft 3/4, 1928.
- Dawison, Ch.: The Tango (Japan) earthquake of 7 March 1927. *Geogr. J.* **72**, 456—461, Nr. 5, 1928.
- Davison, Ch.: Recent earthquakes in Bulgaria and Greece. *Nature* **121**, 716—717, Nr. 3053, 1928.
- Don Leet, L.: Nebukawa, Japan, September 1, 1923 (Abstract). *Bull. Seism. Soc. America* **18**, 144, Nr. 2, 1928.

- Errulat, F.: Die Methoden der Erdbebenforschung. Händb. d. biolog. Arbeitsmethoden, herausg. von E. Abderhalden. Abt. 2. Phys. Methoden. Teil 2, S. 2151—2262. Berlin, Urban & Schwarzenberg, 1928.
- Evans, J. W.: Earthquake warnings. *Nature* **122**, 10—11, Nr. 3062, 1928.
- Freudenberg, W.: Die Graubündner Erdbeben und Wetterstürze im August 1927. *Geol. Rundsch.* **19**, 319—320, Heft 4, 1928.
- Gutenberg, B.: Bodenunruhe durch Brandung und durch Frost. *Z. f. Geoph.* **4**, 246—250, Heft 5, 1928.
- Hartmann, J.: Dos aparatos para facilitar la determinación de los epicentros sísmicos. La Plata, Observ. Astr., Contr. Geof. **2**, 108—120, Nr. 4, 1928.
- Hodgson, E. A.: Bibliography of seismology [Fortsetzung]. *Bull. Seism. Soc. America* **17**, 218—248, Nr. 4, 1927; **18**, 16—63, Nr. 1; 110—125, Nr. 2, 1928.
- Hodgson, E. A.: The probable epicentre of the Saint Lawrence earthquake of February 5, 1663. *J. of R. Astr. Soc. of Canada* **22**, 325—334, Nr. 8, 1928.
- Imamura, A.: Further Note on seismic observations with long period horizontal pendulums. *Tokyo Proc.* **4**, 367—370, Nr. 7, 1928.
- Imamura, A.: On the topographical changes preceding and following the Anegawa earthquake of 1909. *Tokyo Proc.* **4**, 371—373, Nr. 7, 1928.
- Imamura, A.: On the seismic activity of Central Japan with special reference to the cause of the great Mino-Owari Earthquake of 1891. *Tokyo Proc.* **4**, 374—377, Nr. 7, 1928.
- Imamura, A.: Further note on the seismic activity of the northern part of Central Japan. *Tokyo Proc.* **4**, 485—488, Nr. 8, 1928.
- Imamura, A.: Report on the changes in the landlevel in connection with the Simabara earthquake of 1922. *Bull. Imp. Earthqu. Inv. Comm.* **10**, 63—65, Nr. 2, 1928.
- Imamura, A.: Seismographic study on the Simabara earthquake. *Bull. Imp. Earthqu. Inv. Comm.* **10**, 66—70, Nr. 2, 1928.
- Imamura, A. and Kishinouye, F.: On the horizontal shift of the dislocation accompanied by the recent destructive earthquakes in the Kwantō district and in Tango province. *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **5**, 35—41, 1928. Japanisch; engl. Auszug.
- Inouye, W.: On the correlation between the long period fluctuation of barometric gradient and the occurrence of earthquakes in Kwantō district, Japan. *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **5**, 43—57, 1928.
- Isikawa, T.: Eine neue Methode die Epizentrum mittelst der Proportion auf die Dauer der Vorläufer zu erfinden. *The Geophys. Mag.* **1**, 157—160, Nr. 4, 1928.
- Jeffreys, H.: The effect on Love waves of heterogeneity in the lower layer. London, R. Astr. Soc. Monthly Not. Geophys. Suppl. **2**, 101—111, Nr. 2, 1928.
- Kotō, B.: The twin earthquake of Tango in 1927. *Gerlands Beitr.* **20**, 308—311. Heft 3/4, 1928.
- Kunitomi, S. J.: Note on the destructive earthquake of Middle Etigo occurred on Oct. 27, 1927. *The Geophys. Mag.* **1**, 238—254, Nr. 5, 1928.
- Loos, P. A.: El terremoto Argentino-Chileno del 14 de abril de 1927. La Plata, Observ. Astr., Contr. Geof. **2**, 65—107, Nr. 2, 1928.
- Lunkenheimer, F.: Método mecánico-gráfico para determinar el epicentro en base de tres observaciones de P. La Plata, Observ. Astr., Contr. Geof. **2**, 121—146, Nr. 4, 1928.
- Matuzawa, T.: Observation of some of recent earthquakes and their time-distance curves (Part 1). *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **5**, 1—28, 1928.
- Matuzawa, T.: Report of inspection of the strong Etigo earthquake Oct. 27, 1927. *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **5**, 29—34, 1928. Japanisch; engl. Auszug.
- Mononobe, N.: New method of improving the seismic stability of reinforced concrete dams. *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **5**, 123—141, 1928. Japanisch; engl. Auszug.
- Nasu, N.: Further Note on the stereometrical study of the origins of the great Tango earthquake and its aftershocks. *Tokyo Proc.* **4**, 378—381, Nr. 7, 1928.
- Neumann, Fr.: Earthquake wave travel times observed at the Honolulu Observatory [Abstract]. *Bull. Seism. Soc. America* **18**, 144—146, Nr. 2, 1928.
- Neumann, Fr.: The records of the Wenner seismograph [Abstract]. *Bull. Seism. Soc. America* **18**, 146—147, Nr. 2, 1928.
- Nutting, P. G.: The deformation of granular solids. *J. Washington Acad.* **18**, 123—126, Nr. 5, 1928.

- Omori, F.: On the Shimabara Earthquake of Dec. 8, 1922. Bull. Imp. Earthqu. Inv. Comm. **10**, 43—62, 1928.
- Omura, H.: Comparison of the results of the second and third precise levellings in the region disturbed by the Tango earthquake. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **5**, 165, 1928. 1 Karte.
- Popesco, A.: Tremblements de terre en Roumanie. Bull. de l'Observatoire de Lyon **10**, 105—107, Nr. 6, 1928.
- Reid, H. F.: The advance of an earthquake disturbance. Terr. Mag. **33**, 148, Nr. 3, 1928.
- Repetti, W. C.: The epicenter of the Kansu earthquake of May 23, 1927. Bull. Seism. Soc. America **18**, 1—4, Nr. 1, 1928.
- Repetti, W. C.: A fast surface wave in the South Pacific earthquake of June 26, 1924. Bull. Seism. Soc. America **17**, 207—212, Nr. 4, 1927.
- Sezawa, K.: Propagation of Rayleigh-waves having a certain azimuthal distribution of displacements. Tokyo Proc. **4**, 267—270, Nr. 6, 1928.
- Sezawa, K.: On the diffraction of elastic waves. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **5**, 59—70, 1928.
- Sezawa, K.: On the diffusion of tremors on the surface of a semi-infinite solid body. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **5**, 71—83, 1928.
- Sezawa, K. and Nishimura, G.: Rayleigh-type waves propagated along an inner stratum of a body. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **5**, 85—91, 1928.
- Simmons, W. C.: The East African earthquake of Jan. 6, 1928. Nature **121**, 844, Nr. 3056, 1928.
- Stearns, H. T.: Record of earthquake made by automatic recorders on wells in California. Bull. Seism. Soc. America **18**, 9—15, Nr. 1, 1928.
- Suyehiro, K.: On the upper limit of the frequency of the transversal vibration of prismatic bars. Tokyo Proc. **4**, 263—266, Nr. 6, 1928.
- Taber, St.: Earthquake hazard in the South Atlantic states [Abstract]. Bull. Seism. Soc. America **18**, 147—148, Nr. 2, 1928.
- Tams, E.: Die Seismizität der Ozeane und Kontinente. Z. f. Geoph. **4**, 245—246. Heft 5, 1928.
- Tanakadate, H. S.: Nota geomorfologica sul terremoto di Tango in Giappone 1927 e sulla probabilità della predizione dei terremoti. Neapel Rend. (3a) **34**, 1928.
- Tanakadate, H. S.: Nota geomorfologica sul terremoto di Kwantô in Giappone nel 1923. Neapel Rend. (3a) **35**, 1927.
- Taylor, F. B.: The relation of earthquakes to sliding continents and the formation of mountain ranges [Abstract]. Bull. Seism. Soc. America **18**, 149—150, Nr. 2, 1928.
- Terada, T. and Higasi, S.: Vertical displacements of sea bed off the coast of the Tango earthquake district. Tokyo Proc. **4**, 296—299, Nr. 6, 1928.
- Terada, T. and Nakaya, U.: Experiments on the effect of an irregular succession of impulses upon a simple vibrating system. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **5**, 93—110, 1928.
- Terada, T., -Yamaguti, S.: On the fluctuation of sea level before and after the Great Kwantô Earthquake, 1923. Effect of cyclones. Bull. Imp. Earthqu. Inv. Comm. **11**, 113—123, 1928.
- Turner, H. H.: On the persistence of the 21-Minute period during the nine years 1918—1926, as shown by the Philippine records of earthquakes. London, R. Astr. Soc. Monthly Not. Geophys. Suppl. **2**, 73—76, Nr. 2, 1928.
- [Voznesensky, A. V.]: Earthquakes in the Crimea in 1927. Ref. Nature **121**, 690—691, Nr. 3052, 1928.
- Wadati, K.: Shallow and deep earthquakes: The Geophys. Mag. **1**, 161—202, Nr. 4, 1928.
- Whipple, F. J. W. and Scrase, F. J.: On the frequency of microseismism of different periods at Eskdalemuir and at Kew. London, R. Astr. Soc., Monthly Not. Geophys. Suppl. **2**, 76—88, Nr. 2, 1928.
- Willis, B.: Earthquakes in the Holy Land. Bull. Seism. Soc. America **18**, 73—103, Nr. 2, 1928.
- Yamaguti, S.: On the change in water-level of Rivers observed on the occasion of Great Earthquake, 1923. Bull. Imp. Earthqu. Inv. Comm. **11**, 95—112, Nr. 3, 1928.
- [Yamasaki, N., -Imamura, A.]: The origin of the Japanese Earthquake of 1923. By C. D. Nature **121**, 340—341, Nr. 3044, 1928.

III. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde. Polarlicht.

- Müller-Pouillet's Lehrbuch der Physik, 11. Aufl., V. Bd., 1. Hälfte. Physik der Erde. Herausg. von A. Wegener. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn A.-G., 1928. XVIII, 840 S., 3 Taf. Preis *RM* 49.—. Inhalt: H. v. Ficker: Physik der Erde; A. Wegener: Akustik der Atmosphäre; A. Wegener: Optik der Atmosphäre; H. Thorade: Physik des Meeres; H. Hess: Physik der Gletscher; A. Nippoldt: Der Erdmagnetismus; G. Angenheister: Das Polarlicht; H. Benndorf und V. F. Hess: Luftelektrizität; B. Gutenberg und E. Wiechert†: Mechanik und Thermodynamik des Erdkörpers.
- Handbuch der Experimentalphysik (Wien-Harms). Bd. XXV, 1. Teil. (Unter d. Red. von G. Angenheister) XIV, 699 S. A. Defant: Statik und Dynamik der Atmosphäre; J. Bartels: Gezeitschwingungen der Atmosphäre; W. Milch: Optik der Atmosphäre; H. Benndorf: Atmosphärische Elektrizität; L. Vegard: Das Nordlicht; K. Büttner: Die durchdringende Strahlung; G. Angenheister und J. Bartels: Das Magnetfeld der Erde.

1. Das innere Magnetfeld.

- Ault, J. P.: Preliminary results of ocean magnetic observations on the Carnegie from Washington to Plymouth, Hamburg and Reykjavik, May to July 1928. *Terr. Mag.* **33**, 121—129, Nr. 3, 1928.
- La Cour, D.: Om et nyt apparat til jordmagnetiske maalinger. *Fysisk Tidsskr.*, Kjöbenhavn, **25**, 105—114, Nr. 4/5, 1928.
- McComb, H. E.: A new method of marking time in magnetograms. *Terr. Mag.* **33**, 159—161, Nr. 3, 1928.
- Haalck, H.: Zur Frage nach der Ursache von lokalen gravimetrischen und erdmagnetischen Störungen und ihre wechselseitigen Beziehungen. *Z. f. Geoph.* **4**, 263—272, Nr. 6, 1928.
- Palazzo, L.: Risultati di una esplorazione magnetica nei territori del Giuba e dell' Uebi Scebeli. *Rend. Acc. Linc.* **5**, 933—940, ser. 6, fasc. 12, 1928.
- Palazzo, L.: Variazioni magnetiche secolari a Massaua col contributo di recenti misure. *Rom, Atti Acc. Sc. Nuov. Linc.* **80** (IV), 165—174, 1927.
- Ryd, V. H.: Note on a vertical-intensity variometer. *Terr. Mag.* **33**, 165—166, Nr. 3, 1928.
- Schmidt, Ad.: Der Stand der erdmagnetischen Forschung. *Z. f. Geoph.* **4**, 294—304, Nr. 6, 1928.
- Schuh, Fr.: Magnetische Anomalien im westlichen Meklenburg. *Z. f. Geoph.* **4**, 304—313, Nr. 6, 1928.
- Rosé, N.: Certain problems in the study of terrestrial magnetism in Jakutia. *Probl. géoph. de la Jakoutie*. Leningrad 1928.
- Turcev, A.: Contribution to the question of the magnetic anomaly in Karadagh, Crimea. *Leningrad, Bull. Ac. Sci.* 805—824, Nr. 9—11, 1927 (Text russ. mit engl. Zus.).

2. Das äußere Magnetfeld.

- Chapman, S.: The daily terrestrial magnetic variations; and the sun's magnetic field. *Nature* **122**, 572, Nr. 3076, 1928.
- McComb, H. E.: The sensitivity of magnetic variometers. *Terr. Mag.* **33**, 65—79, Nr. 2, 1928.
- Fleming, J. A.: Latest annual values of the magnetic elements at observatories. *Terr. Mag.* **33**, 95—101, Nr. 2, 1928.
- Greaves, W. M. H. and Newton, H. W.: Large magnetic storms and large sunspots. *Monthly Not. R. Astr. Soc. London* **88**, 556—567, May 1928.
- Gunn, R.: Diamagnetic layer of the earth's atmosphere and its relation to diurnal variation of terrestrial magnetism. *Phys. Rev.* **32**, 133—141, Nr. 2, 1928.
- Palazzo, L.: Remarques à propos des mesures magnétiques de M. Parkinson et des Formules des variations séculaires à Tunis. *Terr. Mag.* **33**, 105—106, Nr. 2, 1928.
- Pollak, L. W.: Das Periodogramm der internationalen erdmagnetischen Charakterzahlen. *Z. f. Geoph.* **4**, 289—294, Nr. 6, 1928.
- Principal magnetic storms recorded at the Sitka magnetic observatory (Jan.-March 1928, F. P. Ulrich), at the Huancayo magnetic Observatory (Jan. 1—Apr. 30, 1928, P. G. Ledig). *Terr. Mag.* **33**, 108, Nr. 2, 1928.

- Principal magnetic storms: Watheroo magn. Obs., April—May 1928; Sitka magn. Obs., April—June 1928; Huancayo magn. Obs., May—July 1928. Terr. Mag. **33**, 170—171, Nr. 3, 1928.
- Report on magnetic storm of July 7 to 8, 1928: Apia, Cheltenham. Terr. Mag. **33**, 168—169, Nr. 3, 1928.
- Schmidt, A.: Der Einfluß des Mondes auf die erdmagnetischen Elemente in Potsdam und Seddin während der Jahre 1905—1924. Arch. d. Erdmagnetismus **7**, 25—80, 1928.
- Simpson, G. C.: Some studies in terrestrial radiation. Mem. Roy. Met. Soc. **2**, Nr. 16, 1928.
- Stagg, J. M.: The time-interval between magnetic disturbance and associated sunspot-changes. London, Met. Office, Geoph. Mem., Nr. 42, 1928. 16 S.
- Venske, O.: Die Mondperiode der erdmagnetischen Vertikalkomponente nach den Registrierungen des Potsdamer Magnetographen in den Jahren 1891—1905. Arch. d. Erdmagnetismus **7**, 3—23, 1928.
- Wasserfall, K. F.: On periodic variations in terrestrial magnetism. Studies based upon photographic records from the polar station Gjöahavn. Geofys. Publ. **5**, Nr. 3, 1927.

3. Polarlicht.

- Cario, G.: The green auroral line. J. Franklin Inst. **205**, 505—518, Nr. 4, 1928.
- Harradon, H. D.: Remarkable aurora display of July 7 to 8, 1928. Terr. Mag. **33**, 167—168, Nr. 3, 1928.
- Lemon, H. B.: The aurora display of July 7. Nature **122**, 167, Nr. 3066, 1928.
- McLennan, J. C.: The aurora and its spectrum. London Proc. Roy. Soc. **120**, 327—357, Nr. 785, 1928.
- McLennan, J. C.: The aurora and its spectrum (Abstr.). Nature **122**, 38—39, Nr. 3062, 1928.
- McLennan, J. C., McLeod, J. H. und Ruedy, R.: On the Zeeman resolution of the oxygen spectral line at $\lambda 5577 \text{ \AA}$, the aurorae green line. Phil. Mag. **6**, 558—567, Nr. 36, 1928.
- McLennan, J. C., Ireton, H. J. C. und Wamson, E. W.: On the luminiscence of solid nitrogen under cathode ray bombardement. London Proc. Roy. Soc. A. **120**, 303—311, Nr. 785, 1928.
- Maris, H. B. und Hulburt, E. O.: The ultra-violet light of the sun and the origin of aurorae and magnetic storms. Nature **122**, 807—808, Nr. 3082, 1928.
- Magnetic storm and aurora (1928, Juli 7/8). Nature **122**, 108, Nr. 3064, 1928.
- Röstad, A.: Über die Einwirkung der magnetischen Perturbationen auf die geographische Verbreitung des Nordlichtes. Geofys. Publ. (Oslo) **5**, Nr. 5, 1928.
- Störmer, C.: Vom Jahre 1922 an im südlichen Norwegen aufgenommene Nordlicht-photogramme. Z. f. Geoph. **4**, 261—263, Nr. 6, 1928.
- Störmer, C.: Probleme und Richtlinien der künftigen Polarlichtforschung. Arktis **1**, 70—81, Nr. 3/4, 1928.
- Ulrich, F. P.: Auroral observations, radio reception, and magnetic conditions at the Sitka magnetic observatory, August 1927 to June 1928. Terr. Mag. **33**, 162—164.
- Wesoe, R.: Aurora photographs. The Norwegian North Polar Exped. with the „Maud“, 1918—1925. Scient. res. I, Nr. 6, 1928. 28 S.

4. Erdströme, Luftelektrizität, durchdringende Strahlung.

- Chree, C.: Las corrientes tellúricas y el magnetismo terrestre. Ibérica, Barcelona **15**, 223—224, Nr. 722, 1928.
- Gish, O. H. und Rooney, W. J.: On earth-current observations at Watheroo magnetic observatory. Terr. Mag. **33**, 79—91, Nr. 2, 1928.
- Baranow, W. J. und Stschepotjewa, E. S.: Über die Anwendung des Ebertschen Ionenzählers zur Bestimmung der Zahl und der Beweglichkeit der kleinen Ionen in der Atmosphäre. Phys. Z. **29**, 741—750, Nr. 21, 1928.
- Boys, C. V.: Progressive lightning. Nature **122**, 310—311, Nr. 3070, 1928.
- Hess, V. F.: Die mittlere Lebensdauer der Ionen in der Luft über dem Meere. Phys. Z. **29**, 849—851, Nr. 22, 1928.
- Israel, H.: Versuche zur Erklärung der Staubelektrisierung. Z. techn. Phys. **9**, 289—293, 1928.

- Norinder, H.: Some electrophysical conditions determining lightning surges. J. Franklin Inst. **205**, 747—765, 1928.
- Sanford, F.: Observations on solar and lunar diurnal variations of earth potential due to changes in distribution of the earth's surface charge, including two new methods of recording such variations and on the accompanying variations in the atmospheric potential gradient for the year 1927. Bull. of the Terr. Electric Observatory. Vol. V. Palo Alto, Calif. 1928. 89. 26 S.
- Simpson, G. C.: Die Theorie der Gewitter. Met. Z. **45**, 321—326, Nr. 9, 1928.
- Terade, T. und Nakaya, U. (und Yamamoto, R.): Experimental studies on form and structure of sparks. Part I, II, III, IV. Sci. Pap. Inst. Phys. Chem. Res., Tokyo **8**, 1—19, 63—82, 103—129, 197—213, Nr. 131, 135, 138, 143, 1928.
- Tyndall, A. M.: Carriers of electricity in the atmosphere. Nature **122**, 16—17, Nr. 3062, 1928.
- Watson, R. A.: Electric potential-gradient measurements at Eskdalemuir, 1913—1923. London, Met. Office, Geoph. Mem. Nr. 38, 1928. 16 S.
- Bergwitz, K., Hess, V. F., Kolhörster, W. und Schweidler, E.: Feststellungen zur Geschichte der Entdeckung und Erforschung der kosmischen Höhenstrahlung (Ultra-gammastrahlung). Phys. Z. **29**, 705—707, Nr. 19, 1928.
- Bothe, W. und Kolhörster, W.: Eine neue Methode für Absorptionsmessungen an sekundären β -Strahlen. Naturw. **16**, 1045, Nr. 49, 1928.
- Corlin, A.: Statistische Behandlung der Höhenstrahlungsmessungen. Z. f. Phys. **50**, 808—848, Nr. 11/12, 1928.
- Corlin, A.: Höhenstrahlungsschwankungen zweiter Art (Vorläufige Mitt.). Naturw. **16**, 512, Nr. 25, 1928.
- Geiger, H. und Müller, W.: Elektronenzählrohr zur Messung schwächster Aktivitäten. Naturw. **16**, 617, Nr. 31, 1928.
- Kolhörster, W.: Eine neue Methode zur Richtungsbestimmung von γ -Strahlen. Naturw. **16**, 1044, Nr. 49, 1928.
- Kolhörster, W.: Bemerkungen zu der Arbeit des Herrn Steinke. Z. f. Phys. **51**, 899—900, Nr. 11/12, 1928.
- Millikan, R. A. und Cameron, G. H.: Evidence that the cosmic rays originale in inter-stellar space. Washington, Proc. Nat. Ac. Sc. **14**, 637—641, Nr. 8, 1928.
- Millikan, R. A. und Cameron, G. H.: Origin of the cosmic rays. Phys. Rev. **32**, 533—557, Nr. 4, 1928.
- Myssowski, L. und Tuwim, L.: Absorption in Blei, sekundäre Strahlen und Wellenlänge der Höhenstrahlung. Z. f. Phys. **50**, 273—292, Nr. 3/4, 1928.
- Rutherford, E.: Production and properties of high-frequency radiation. Nature **122**, 883—886, Nr. 3084, 1928.
- Salis, G. v.: Beitrag zum Intensitätsverlauf der Höhenstrahlung. Beobachtungen im Jungfraugebiet 1927. Z. f. Phys. **50**, 793—807, Nr. 11/12, 1928.

5. Radioaktivität.

- Bastings, L.: Precision methods in radioactivity. London, J. Sci. Instr. **5**, 113—122, Apr., 1928.
- Kirsch, G.: Geologie und Radioaktivität. Die radioaktiven Vorgänge als geologische Uhren und geophysikalische Energiequellen. Jul. Springer, Berlin 1928, VIII, 214 S. *RhM* 16.—
- Schindelhauer, F.: Radioaktive Niederschläge auf Hochantennen. Phys. Z. **29**, 479—487, Nr. 14, 1928.
- Thompson, J. S.: Rayleigh's „Radium-clock“. Nature **122**, 729—730, Nr. 3080, 1928.
- Vogler, H. J.: Über die Konstanz der Wirkung radioaktiver Präparate. Phys. Z. **29**, 678—681, Nr. 18, 1928.

6. Drahtlose Wellen in der Atmosphäre.

- Chapman, S. und Eckersley, T. L.: Radio echoes and magnetic storms. Nature **122**, 768, Nr. 3081, 1928.
- Dobson, G. M. B.: Long wave radio reception and atmospheric ozone. Nature **122**, 725—726, Nr. 3080, 1928.

- Duckert, P.: Abhängigkeit der Funkbeschickung von meteorologischen Einflüssen. Mitt. Aeron. Obs. Lindenberg 1928, Mai.
- Gunn, R.: The diamagnetic layer of the earth's atmosphere and its relations to the diurnal variation of terrestrial magnetism. Phys. Rev. **31**, 1120, 1928.
- Pedersen, P. O.: The propagation of radio waves along the surface of the earth and in the atmosphere. Copenhagen, Danmarks Naturvidenskabelige Samfund, A Nr. 15a, 1927, 244 S.
- Pederson, P. O.: Den højere atmosfæres sammensætning, tryk, temperatur og elektriske ledningsevne i belysning af radiobølgernes udbredelsesforhold. Kopenhagen Medd. 8, Nr. 4, 1927.
- Pickard, G. W.: Aurora and low-frequency radio reception, July 7 to 8, 1928. Terr. Mag. **33**, 168, Nr. 3, 1928.
- Pol, B. v. d.; Appleton, E. V.: Short wave echoe and the aurora borealis. Nature **122**, 878—879, Nr. 3084, 1928.
- Stoermer, C.: Short wave echoes and the aurora borealis. Nature **122**, 681, Nr. 3079, 1928.
- Sreenivasan, K.: Long wave radio reception and atmospheric ozone. Nature **122**, 646—647, Nr. 3078, 1928.
- Sreenivasan, K.: Long wave radio reception and atmospheric ozone. Nature **122**, 881—882, Nr. 3084, 1928.
- Tuve, M. A. and Dahl, O.: A transmitter modulating device for the study of the Kennelly-Heaviside layer by the echo method. Proc. Inst. Radio Engin. **16**, 794—798, Juni 1928.

IV. Physik des Meeres.

1. Instrumente und Methoden der Forschung.

- Carruthers, J. N.: New drift bottles for the investigations of currents in connection with fishery research. J. d. Cons. **3**, 2, S. 194.
- Sondage par ultra-sons. Conseil intern. de recherches. Sect. d'océanogr. Bull. Nr. 11, S. 66—77, 18 Abb.

2. Berichte von Forschungsinstituten und Expeditionen.

- Ault, J. P.: The purpose and progress of ocean surveys. The Scientific Monthly 1928, Vol. XXVI, S. 160—177.
- Ault, J. P.: Ocean Surveys: Problems and developments. J. of the Wash. Ac. of Sc. **18**, 4, 1928.
- Böhneke, Günther: Mit der Deutschen Atlantischen Expedition auf dem Forschungsschiff „Meteor“. Meereskunde **16**, 5, 1928.
- Densche oceanografische expeditie. Tijdschrift van het Kon. Nederlandsch Aardrijksk. Genootschap, Tweede Reeks, **45**, 5, 1928. S. 958.
- Habert, J.: Recherches océanographiques effectuées par l'avis „Ville-d'Js“ autour d'Islande et sur le banc de Terre Neuve. Mémoires (Série spec.) Nr. 7, Office scientifique et technique des pêches maritimes, Paris.
- Hardy, A. C.: The Work of the Royal Ship „Discovery“ in the Dependence of the Falkland Islands. The Geogr. J. **72**, 3, 1928.
- The expedition of the US Coast Guard Ship „Marion“. Monthly Weather Rev., Vol 56, 6, S. 229.
- Fin Malmgren. Nachruf. Tijdschrift van het Kon. Nederlandsch Aardrijksk. Genootschap, Tweede Reeks, XLV, 5, S. 959.
- Otto Nordenskjöld. Nachruf. Tijdschrift van het Kon. Nederlandsch Aardrijksk. Genootschap, Tweede Reeks, XLV, 5, S. 958—959.
- Records of oceanographic works in Japan. Vol. I, Nr. 1. Committee on Pacific Oceanography of the National Research Council of Japan. Tokyo 1928.
- Sverdrup, Harald U., Captain Ault: Vorträge über die „Carnegie“ in der Ges. f. Erdkunde. Berlin 1928.
- Wilkins, H.: The flight from Alaska to Spitzbergen 1928 and the preliminary flights of 1926 u. 1927. The Geogr. Rev. 1928, Okt., S. 527—555.
- Captain Wilkin's arctic expeditions 1926—1928. A summary statement. The Geogr. Rev. 1928, July, S. 489—494.

3. Quellenmaterial, Literaturberichte.

- Annotation of the oceanographical research. Vol. II, Nr. 1. The Imp. Fish. Inst. Tokyo 1928.
Bulletin hydrographique pour l'Année 1928. Publié par le Bureau du Conseil Perm. Int.
p. l'explor. de la mer. 65 S.
Ice, The state of — in the seas of the USSR. Fasc. III the winter 1926—1927. Lenin-
grad 1928.
Fyrskjeppsundersökning, År 1927. Svenska Hydrografisk-Biologiska Kommissionens.
Getijtafel in da Barito voor het Jaar 1929. Weltevreden 1928.
Getijtafel voor Aroe Baai voor het Jaar 1929. Weltevreden 1928.
Oceanographical investigation. Quarterly Report. The Imp. Fish. Inst., Tokyo.
Annual report of hydrogr. observ. Gov. Fishery Exp. Station Fusan, Työsen, Japan.
1 for 1926, 2. Suppl.
Reports on bottle drifts (jap.). The Hydr. Bull. Tokyo 7, 8.
Tidal observations Vol. IV, 1, 2. Imperial Marine Obs. Kobe.

4. Bearbeitung von Beobachtungen.

- Davis, W. M.: The coral reef problem. Amer. Geogr. Soc. New York, Spec. Publ.
Nr. 9, 1928.
Distribution of marine deposits in the sout western north pacific ocean (japan.). The
Hydr. Bull. Tokyo 7, 8, S. 319—324, 1 Karte.
Gutenberg, B.: Bodenunruhe durch Brandung und durch Frost. Z. f. Geoph. 4, 246
—250, 1928.
Seymour Sewell, R. B.: The Geography of the Andaman Sea Basin. Geogr. and ocean.
Research in Ind. Waters Part I, Memoirs Asiat. Soc. of Pensylv. 9, 1—25, 1925.
Tams, E.: Die Seismizität der Ozeane und Kontinente. Z. f. Geoph. 4, 245—246,
Heft 5, 1928.
Claude, G. et Boucheret, P.: Sur l'utilisation de l'énergie thermique des mers. Bull.
de l'institut océanogr. Nr. 524, Monaco 1928.
Lumby, J. R. and Carruthers, J. N.: An experiment dealing with the interpretation of
salinity distribution Charts. J. d. Cons. 3, 176, Heft 2, 1928.
Mielke, Herbert: Wasserverfärbungen an der südamerikanischen Ostküste. Ann. Hydr.
56, 294—295, 1928.
Rouch, J.: La temperature et les courants de la mer dans l'antarctide américaine. Bull.
de l'inst. océan. Nr. 520, Monaco 1928.
Sudden drop of sea temperature between Durban and Port Elisabeth, south eastern coast
of Africa. Hydr. Bull. 7, 9, Tokyo.
Castens: Über den Einfluß von Temperatur- und Salzgehaltsänderung auf die Druck-
änderung. Ann. Hydr. 56, 280—284, Heft 9, 1928.
Currents of west coasts of Kuril Islands and Kamschatka. Hydr. Bull. 7, Nr. 9, Tokyo.
Schott, Gerhard: Die Wasserbewegungen im Gebiet der Gibraltarstraße. J. d. Cons. 3,
139, Heft 2.
Wüst, Georg: Der Ursprung der Atlantischen Tiefenwässer. (Aus den Ergebnissen der
D. Atlant. Exp.) Sonderband d. Z. d. Ges. f. Erdk. zu Berlin. Hundertjahrfeier
1828—1928. S. 506—534.

5. Systematische und theoretische Untersuchungen.

- Defant, Albert: Die systematische Erforschung des Weltmeeres. Sonderband d. Z. d.
Ges. f. Erdk. zu Berlin. Hundertjahrfeier 1828—1928. S. 459—492.
Malmgren, Finn: On the properties of sea-ice. The Norwegian North Pol. Exp. „Maud“
1918—1925, Scient. Res. 1, 5.
Ritter, L.: Beiträge zur physikalischen Chemie des Meeres. II. Ann. Hydr. 56, 214
—220.
Sverdrup, H. U.: The wind drift of the ice on the North Siberian Shelf. The Norwegian
North Pol. Exp. „Maud“ 1918—1925, Scient. Res. 4, 1.
Sverdrup, H. U.: Die Eistrift im Weddelmeer. Ann. Hydr. 56, 265—274, Heft 9, 1928.

- Dahns, F.: Die Ursache und die Entstehung der Ebbe und Flut. Hamburg 1928, 32 S. (Gerlands Beitr. Geoph. **20**, 224, Heft 1/2.)
- Defant, A.: Mitschwingungsgezeit und Gezeitenreibung nebst Bemerkungen zu R. Sternecks letzten Gezeitenarbeiten. Ann. Hydr. **56**, 274—280, Heft 9, 1928. 1 Abb.
- Hidaka, K.: Experimental studies of the North Pacific Ocean currents (II. Paper). Geogr. Mag. **1**, 203—210, Nr. 4, Tokyo. Gerlands Beitr. Geoph. **20**, 223, Heft 1/2.
- Lambert: The importance from a geophysical point of view of a knowledge of the tides in the open sea. Conseil intern. de recherches, Sect. d'océan. Bull. 11, S. 52—60. Venezia 1928.
- Rondman, The determination of earth-tides by means of water-tides in narrow seas. Conseil intern. de recherches, Sect. d'océan. Bull. 11, S. 61—66.

V. Physik der Atmosphäre.

1. Statik und Dynamik.

- Baur, L.: Statistische Mechanik der Atmosphäre. Z. f. Geoph. **4**, 281—286, Nr. 6, 1928.
- Ekman, V. Walfried: Eddy viscosity and skinfriction in the dynamics of winds and ocean currents. Memoirs R. Met. Soc. London **2**, 161—172, Nr. 20, 1928.
- Exner, F. M.: Über die Zirkulationen kalter und warmer Luft zwischen hohen und niedrigen Breiten. Wien. Sitzungsber. Ak. Wiss. **137**, 189—225, Nr. 3/4, 1928.
- Ficker, H. v.: Das meteorologische System des Wilhelm Blasius. Naturw. **16**, 645—653, Nr. 33, 1928.
- Fowle, F. E.: Ozone in the northern and southern atmosphere. Terr. Mag. **33**, 151—157, Nr. 3, 1928.
- Georgi, J.: Aerologie der hohen Breiten und große Zirkulation. Arktis **1**, 83—96, Nr. 3/4, 1928.
- Georgi, J.: Beitrag zur Frage der Vertikalbewegung in der Atmosphäre. Ann. d. Hydr. **56**, 284—286, Nr. 9, 1928.
- Haurwitz, B.: Zur Berechnung der Neigung von Diskontinuitätsflächen mittels der Marguleschen Formel. Met. Z. **45**, 338—341, Nr. 9, 1928.
- Linke, F.: Zur Vertikalbewegung isolierter Luftmassen. Met. Z. **45**, 255—263, Nr. 7, 1928.
- Markgraf, H.: Ein Beitrag zu Wegeners mechanischer Trombentheorie. Met. Z. **45**, 385—388, Nr. 10, 1928.

2. Strahlungsvorgänge, Zusammensetzung der Atmosphäre, Solarkonstante.

- Abbot, C. G.: Variations of solar radiation. Terr. Mag. **33**, 149—151, Nr. 3, 1928.
- Ångström, A.: Recording solar radiation. A study of the radiation climate of the surroundings of Stockholm. Medd. fr. Statens Meteor.-Hydrogr. Anstalt **4**, Nr. 3, 1928. Stockholm 1928.
- Allik, R.: Über die Dispersion der Himmelspolarisation in verschiedenen Punkten des Sonnenvertikals. Met. Z. **45**, 375—377, Nr. 10, 1928.
- Babcock, H. D.: A preliminary examination of Langley's bolometric data on the solar spectrum. Phys. Rev. **32**, 326, Nr. 2, 1928.
- Büttner, K.: Filter für lichtelektrische Zellen. Met. Z. **45**, 272—274, Nr. 7, 1928.
- Cario, G.: Stellar spectra in the far ultra-violet. Nature **122**, 810, Nr. 3032, 1928.
- Falckenberg, G.: Absorptionskonstanten einiger meteorologisch wichtiger Körper für infrarote Wellen. Met. Z. **45**, 334—337, Nr. 9, 1928.
- Falckenberg, G.: Apparatur zur Messung der Himmelsstrahlung und Bodentemperatur. Met. Z. **45**, 422—425, Nr. 11, 1928.
- Förster, G.: Systematische Refraktionsfehler in trigonometrischen Hauptnetzen. Z. f. Vermessungswesen 1928, Nr. 22.
- Gorczynski, L.: Cómo se puede medir la intensidad de la radiación solar. An. de la Sociedad Española de Met. **1**, 166—171, 1927.
- Gorczynski, L.: Solarimeters and solarigraphs. Simple instruments for direct readings of solar radiation intensity from sun and sky. J. Opt. Soc. Am. **14**, 149—158, Nr. 2, 1927.

- Götz, F. W. P. und Dobson, G. M. B.: Observations of the height of the ozone in the upper atmosphere. London, Proc. Roy. Soc. A, **120**, 251—259, Nr. 785, 1928.
- Götz, F. W. P.: Sonnenstrahlungsmessungen in Arosa. 35. Jahresb. d. Sonnblick-Vereins für 1926.
- Gould, K. E.: A measurement of radiation at About $5\ \mu$. J. Opt. Soc. **17**, 198—206, Nr. 3, 1928.
- Grundmann, W.: Arago-Davysche Thermometerkombination. Met. Z. **45**, 439—441, Nr. 11, 1928.
- Hulburt, E. O.: The penetration of ultraviolet light into pure water and sea water. J. Opt. Soc. **17**, 15—23, Nr. 1, 1928.
- Hulburt, E. O.: The ultraviolet, visible and infrared reflectivities of snow, sand and other substances. J. Opt. Soc. **17**, 23—26, Nr. 1, 1928.
- Jensen, Chr.: Die Himmelsstrahlung. Gelegentliche atmosphärisch-optische Erscheinungen. Handb. d. Phys. (Geiger-Scheel), Bd. XIX, S. 70—171. Berlin, Jul. Springer, 1928.
- Kähler, K.: Über das Strahlungs- und luftelektrische Klima in 2500 m Höhe im Vergleich zu 1500 m und zur Tiefebene. (Referat). Naturw. **16**, 671—673, Nr. 34, 1928.
- Kalitin, N. N.: Polarization of the atmosphere according to observations made on the Besthan and the Elbrus. J. of Geoph. and Met. **4**, 272, Nr. 3—4, 1928.
- Kastrow, W.: Durchlässigkeit der absolut reinen und trockenen Atmosphäre für Sonnenstrahlung. Met. Z. **45**, 377—381, Nr. 10, 1928.
- Lauscher, F.: Bericht über Messungen der nächtlichen Ausstrahlung auf der Stolzalpe. Met. Z. **45**, 371—375, Nr. 10, 1928.
- McLennan, J. C., Ruedy, R. und Burton, A. C.: An investigation of the absorption spectra of water and ice, with reference to the spectra of the major planets. London Proc. Roy. Soc. A **120**, 296—303, Nr. 785, 1928.
- Michelson, W. A. †: 35 ans de recherches actinométriques. Aperçu sommaire. Observatoire géophys. central. Moscou 1928, 8^o, 26 S. (Text russ.)
- Ostwald, W. und Linke, F.: Blaustufen zur Messung der Himmelsfarben. Met. Z. **45**, 367—371, Nr. 10, 1928.
- Pfleiderer, H.: Über Methoden der Messung, Berechnung und Darstellung klimatischer Elemente, insbesondere der Wärmefaktoren. Strahlentherapie **29**, 1928, 19 S.
- Ramdas, L. A.: The Raman Effect and the spectrum of the zodiacal light. Nature **122**, 57, Nr. 3063, 1928.
- Ranzi, J.: Una priorità italiana: l'attinometro a distillazione del Bellani. Nuov. Cim. **5**, 129—131, Nr. 6, 1928.
- Ranzi, J.: Attinometro totalizzatore con cellula fotoelettrica. Nuov. Cim. **5**, 234—238, Nr. 6, 1928.
- Lord Rayleigh: Some recent work on the light of the night sky. Nature **122**, 315—317, Nr. 3070, 351—352 und Nr. 3071, 1928.
- Schmidt, Fr.: Das Zodiakallicht, sein Wesen, seine kosmische oder tellurische Stellung. Probl. d. kosm. Phys. Herausgeg. von Ch. Jensen und A. Schwassmann. H. Grand, Hamburg 1928. VIII, 128 S.
- Simpson, G. C.: Further studies in terrestrial radiation. Mem. Roy. Met. Soc. **3**, Nr. 21, London 1928. 26 S.
- Tichanowsky, J. J.: Optische Station in Simferopol. Met. Z. **45**, 390—391, Nr. 10, 1928.
- Tichanowsky, J. J.: Zur Theorie der Lichterzstreuung in der Atmosphäre. Phys. Z. **29**, 442—447, Nr. 13, 1928.
- Vološin, F. E.: Das Strahlungsklima der hohen Tatra. Věstnika min. věr. zdrav. a těl. výchovy **10**, Nr. 5, 1928. (Tschech. mit franz. und deutsch. Zus.)
- Yaroslavtzev: Results of observations regarding sky illumination during the light summer nights at Slutzk (Pavlovsk). J. Geophys. and Met. **5**, 1—19, Nr. 1, 1928.
- Anderson, W.: Die „Temperaturverspätung“ der Sternschnuppen als Fehlerquelle bei der Berechnung des Druckes in den höchsten Atmosphärenschichten. Phys. Z. **29**, 721—724, Nr. 20, 1928.
- Bartels, J.: Die höchsten Atmosphärenschichten. Ergebnisse der exakt. Naturw. **7**, 114—157. Berlin, Jul. Springer, 1928.
- Petersen, H.: Über die Hypothese, daß die höchsten Atmosphärenschichten durch β -Strahlen erwärmt werden. Erwiderung darauf von W. Anderson. Phys. Z. **29**, 492—493, Nr. 14, 1928.

3. Akustik.

- Bollé, E.: Explosion und Explosionswellen. Handb. d. phys. u. techn. Mech. Bd. 6. Leipzig (Joh. Ambr. Barth) 1927.
- Hergesell, H. und Duckert, P.: Sprengungen zu Forschungszwecken. Ergebnisse der vom 1. April 1923 bis zum 30. September 1926 an verschiedenen Orten Deutschlands ausgeführten Versuche. Arb. d. Preuß. Aeronaut. Obs. bei Lindenberg, Bd. 16. Wiss. Abh. Heft B. 1927. 4^o. 55 S.
- Whipple, F. J. W.: The detonating meteor of 1926 September 6. An instance of an outer zone of audibility. London, R. Astr. Soc., Monthly Not. Geophys. Suppl. 2, 89—96, Nr. 2, 1928.

VI. Angewandte Geophysik.

- Barton, D. C.: The Eötvös torsion-balance method of mapping geological structure. Terr. Mag. **33**, 141—143, Nr. 3, 1928.
- Behm, A.: Die Entstehung des Echolots. Naturw. **16**, 962—969, Heft 45/48, 1928.
- Belluigi, A.: Sul problema delle isogamme. Gerlands Beitr. **20**, 238—239, Heft 3/4, 1928.
- Bossolasco, M.: I metodi elettrici per l'esplorazione del sottosuolo. L'Elettricista (Rom) Nr. 12, 1927 und Nr. 1, 1928.
- Eve, A. S.: Applied geophysics. Science (N. S.) **67**, 192—193, Nr. 1729, 1928.
- Eve, A. S.: Geophysical prospecting. Nature **121**, 359—362, Nr. 3045, 1928.
- Eve, A. S. and Keys, D. A.: Geophysical methods of prospecting. U. S. Bureau of Mines, Techn. Paper 420, 1927. Ref. Nature **122**, 35—36, Nr. 3062, 1928.
- Eve, A. S. and Keys, D. A.: Geophysical prospecting. Scientific methods, by which trained geologist-technicians are aided in the search of hidden minerals. Sci. Amer. (New York) **138**, 414—417, 508—511 und 561, 1928.
- Goranson, R. W.: Transmission of elastic waves through surface rocks. Terr. Mag. **33**, 143—148, Nr. 3, 1928.
- Gish, O. H.: Depth of ground-water and other surface features indicated by earth-resistivity surveys. Terr. Mag. **33**, 140, Nr. 3, 1928.
- Haalek, H.: Ein graphisches Verfahren für Drehwaagenmessungen zur Berechnung der Geländewirkung und der Wirkung beliebig gestalteter Massenkörper. Z. f. Geoph. **4**, 161—178, Heft 4, 1928.
- Haalek, H.: Zur Frage nach der Ursache von lokalen gravimetrischen und erdmagnetischen Störungen und ihre wechselseitigen Beziehungen. Z. f. Geoph. **4**, 209—219, Heft 5, 263—272, Heft 6, 1928.
- Hazard, D. L.: The relation of the magnetic work of the United Coast and Geodetic Survey to geophysical prospecting methods. Terr. Mag. **33**, 129—135, Nr. 3, 1928.
- Heiland, C. A.: Geophysical methods of prospecting with special reference to magnetic, radioactive and electric methods. Terr. Mag. **33**, 135—140, Nr. 3, 1928.
- Hummel, J. N.: Beiträge zur geoelektrischen Methode. Z. f. Geoph. **4**, 178—203, Heft 4, 1928.
- Hummel, J. N.: Theoretische Grundlagen für die Auffindung von Störungskörpern mittels solcher geoelektrischer Methoden, bei denen zwei punktförmige Elektroden zur Erzeugung eines künstlichen Feldes verwandt werden. Gerlands Beitr. **20**, 281—287, Heft 3/4, 1928.
- Jakosky: The inductive method of geophysical prospecting. Can. Min. J. **49**, 327—329, 1928.
- Jakosky, J. J.: Fundamental factors underlying electrical methods of geophysical prospecting, with special reference to the inductive processes. Engineering and Mining J., New York, Febr. 11 und 18, 1928, 16 S.
- Jenny, W. P.: Neuerung an Drehwagen. Z. f. prakt. Geologie **86**, 141—156, Heft 9, 1928.
- Jung, J. et Geoffroy, P.: Sur l'efficacité de la méthode de prospection magnetique pour la recherche des failles dans l'Oligocène d'Alsace. CR. **186**, 1223—1225, Nr. 18, 1928.
- Jung, K.: Bemerkungen zur numerischen und graphischen Behandlung der Krümmungsgröße. Z. f. Geoph. **4**, 313—317, Heft 6, 1928.
- Leonardon, E. G.: Some observations upon telluric currents and their application to electrical prospecting. Terr. Mag. **33**, 91—94, Nr. 2, 1928.

- Leonardon, E. G. and Kelly, S. F.: Some applications of potential methods to structural studies. New York, Amer. Inst. Min. Metallurg. Engin., Tech. Publ. No. 115, 1928, 18 S.
- Pautsch, E.: Application of electric methods in practical geophysics. Gerlands Beitr. **20**, 85—98, Heft 1/2, 1928.
- Reich, H.: Bemerkungen zur Fortentwicklung der angewandten Geophysik. Metall u. Erz **25**, 315—320, Heft 13, 1928.
- Rostagni, A.: Una applicazione alle ricerche geofisiche della teoria di T. Levi-Civita relativa alla influenza di uno schermo conduttore sul campo elettromagnetico di una corrente alternata parallela allo schermo. Rom Atti (6) **7**, 1006—1010, Fasc. 12, 1928.
- Stefanescu, S. S.: Pour la prospection électrique du sous-sol. Notes sur le champ électro-magnétique de Mr. Schlumberger. Bucarest, Bull. **11**, 86—89, 154—156, Nr. 4 u. 7/8, 1928.
- Stern, T. E.: A determination of the Newtonian constant of gravitation by a study of the vibrations of a torsion pendulum. Science (N. S.) **67**, 377—378, Nr. 1736, 1928.
- Tenneberg, J.: Wann und wo soll man elektrisch schürfen? Über die Anwendbarkeit der elektrischen Erzschorfverfahren. Berg- u. Hüttenmännisches Jb. **76**, 53—55, Heft 2, 1928.
- Tsuboi, Ch.: A gravity variometer made of vitreous silica. Tokyo Proc. **4**, 300—302, Nr. 6, 1928.
- Imamura, A. and Kishinouye, F.: On the vibration of the Imperial diet building. (2. report.) Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **5**, 143—162, 1928.
- Menges, H. J.: Schädliche Erschütterungswirkungen des Straßenverkehrs. Z. f. techn. Phys. **9**, 311—315, Nr. 9, 1928.
- Wittig, H.: Seismometrische Messungen der Verkehrserschütterungen von Gebäuden. Zentralbl. d. Bauverwaltung **46**, 262—265, 1926.

VII. Grenzgebiete und Verschiedenes.

1. Kosmische Physik.

- Babcock, H. D. and Hoge, W. P.: An extension to the photographic study of the infrared solar spectrum. Phys. Rev. **32**, 327, Nr. 2, 1928.
- Jeans, J. H.: The wider aspects of Cosmogony. Nature **121**, 463—470, Nr. 3047, 1928.
- Jeans, J.: The physics of the universe. Nature **122**, 689—700, Nr. 3079, 1928.
- Jeffreys, H.: The origin of the solar system. Ergebnisse d. exakt. Naturwiss. **7**, 1—7. Berlin (Jul. Springer) 1928.
- Sanford, F.: An experimental method of measuring the electrostatic induction of the sun's negative charge upon the earth. Phys. Rev. **32**, 325, Nr. 2, 1928.
- Siedentopf, H.: Grundlagen der Kosmogonie. Göttingen, Univ.-Sternwarte, Veröff. Heft 3. Göttingen 1928. 80. 59 S.
- Schostakowitch, W. B.: Die Sonnenflecken. Periodizität der Naturerscheinungen. Irkutsk, Verh. Magn. Met. Obs. Nr. 2—3, 1928.
- Mulliken, R. S.: Interpretation of the atmospheric oxygen bands; electronic levels of the oxygen molecule. Nature **122**, 505, Nr. 3075, 1928.
- Oppenheim, S.: Über die Perioden der Sonnenflecken. Gerlands Beitr. **20**, 379—387, Heft 3/4, 1928.
- Vegard, L.: Results of observations from the solar eclipse in Norway June 29, 1927 and the constitution of the solar corona and sunspots. Oslo, Akad., I. Mat.-Naturv. Klasse, 1928, No. 2. Oslo, J. Dybwad, 1928, 36 S.

2. Physik, Chemie.

- v. Auwers, O.: Über den Einfluß der Gasbeladung auf die lichtelektrische Empfindlichkeit der Kohle. Z. f. Phys. **51**, 618—637, Nr. 9/10, 1928.
- Barber, D. R.: A quartz fibre electrometer. Phil. Mag. **6**, 458—466, Nr. 36, 1928.
- Burt, R. C.: An ultra-violet photometer. Phys. Rev. **32**, 326, Nr. 2, 1928.
- Campbell, N. R.: The photoelectric properties of thin films of the alkali metals. Phil. Mag. **6**, 633—648, Nr. 37, 1928.

- Fleischer, R. und Goldschmidt, H.: Über Charakteristiken von Alkalizellen und ihre Bedeutung für die lichtelektrische Meßmethode. I. Teil. Phys. Z. **29**, 691—698, Nr. 19, 1928.
- Geiger, H. und Müller, W.: Das Elektronenzählrohr. Phys. Z. **29**, 839—841, Nr. 22, 1928. „Das Glas“ in Einzeldarstellungen. Sammlung (10 Bände), herausgeg. von G. Gehlhoff und K. Quasebart. Akad. Verlagsges., Leipzig 1928.
- Gudden, B.: Lichtelektrische Erscheinungen. Sammlung Struktur der Materie, Bd. VIII. Berlin, Jul. Springer, 1928. VIII, 325 S.
- Scholz, J.: Über die Verwendung von Selenzellen zur Registrierung des Potentialabfalls von Quadrantenelektrometern. Phys. Z. **29**, 702—705, Nr. 9, 1928.
- Sizzo, G. J.: Über den Zusammenhang zwischen Korngröße und magnetischen Eigenschaften bei reinem Eisen. Z. f. Phys. **51**, 557—564, Nr. 7/8, 1928.
- Suhrmann, R.: Wasserstoff-Ionen als Ursache für das Auftreten der lichtelektrischen spektralen Selektivität des Kaliums. Phys. Z. **29**, 811—815, Nr. 22, 1928.
- Ollendorf, F.: Erdströme. Grundlagen der Erdschluß- und Erdungsfragen. Berlin, Jul. Springer, 1928. VIII, 260 S.
- Uller, K.: Die geführten elastischen Zweimittel-Planwellen in ruhenden, festen, isotropen und schwerelosen Mitteln. Gerlands Beitr. **20**, 410—423, Heft 3/4, 1928.
- Uller, K.: Die geführten elastischen Zweimittel-Wellen. Z. f. Geoph. **4**, 259—260, Heft 5, 1928.
- Uller, K.: Die elastischen Wellen von elementarer Schwingungsform in schweren, festen und isotropen Mitteln. Gerlands Beitr. **20**, 397—409, Heft 3/4, 1928.
- Uller, K.: Analyse der Planwelle von elementarer Schwingungsform sowie ihre Verwendung zur angenäherten Wiedergabe einer allgemeineren Wellenform. Gerlands Beitr. **20**, 123—133, Heft 1/2, 1928.
- Welch, G. B.: Photoelectric thresholds and fatigue. Phys. Rev. **32**, 657—666, Nr. 4, 1928.
- Werner, O.: Empfindliche Galvanometer für Gleich- und Wechselstrom. Berlin und Leipzig, Walter de Gruyter u. Co., 1928. VIII, 208 S. *RM* 13.—.

3. Mathematik.

- Baur, F.: Korrelationsrechnung. (Math.-physik. Bibliothek, Bd. 75.) Leipzig und Berlin, B. G. Teubner, 1928. VI, 57 S. *RM* 1.20.
- Brunt, G. J.: Harmonic analysis and the interpretation of the results of periodogram investigations. London, R. Met. Soc., Mem. **2**, Nr. 15, 1928.
- Comrie, L. J.: Mathematical tables. British Astr. Assoc. Handbook for 1929, S. 38—43. London 1928.
- Chree, C.: On the revision and correction of Fourier analysis computations. Terr. Mag. **33**, 105, Nr. 2, 1928.
- Eagle, A.: On the relations between the Fourier constants of a periodic function and the coefficients determined by harmonic analysis. Phil. Mag. (7) **5**, 113—132, 1928.
- Meeting for the discussion of geophysical subjects. London 1928, March 2. „Periodicities.“ The Observatory **51**, 121—131, Nr. 647, 1928.
- v. Mises, R.: Wahrscheinlichkeit, Statistik und Wahrheit. Schriften zur wissenschaftl. Weltauffassung, Bd. 3. Wien (Julius Springer) 1928. 98 S.
- Pollaczek-Geisinger, H.: Statistik seltener Ereignisse. Naturw. **16**, 800—807, 815—820, Heft 43 u. 44, 1928.
- Steiner, L.: Über das Periodogramm. Stella Alman. 1928, S. 164—176. Budapest 1927. Ungarisch; deutscher Auszug.

4. Meteorologie.

- Albrecht, F.: Wolkenuntersuchungen und Raureifbeobachtungen auf dem Sonnblick im Jahre 1926. 35. Jahresber. d. Sonnblick-Vereins für 1926.
- Brooks, C. E. P. und Quennell, W. A.: The influence of arctic ice on the subsequent distribution of pressure over the eastern North Atlantic and Western Europe. London, Met. Office, Geoph. Mem. Nr. 41, 1928, 36 S.
- Brooks, C. E. P.: Sunspots and the distribution of pressure over Western Europe. London, Met. Office, Profess. Notes Nr. 49, 1928, 6 S.
- Kaigorodov, A.: Climate atlas of White Ruthenia. Minsk 1927. Qu. Fol. 13 S., 78 Karten.

- Köhler, Hilding: Eine neue Methode zur Bestimmung des Wassergehaltes der Wolken. Meddelanden fr. Statens Meteor.-Hydrogr. Anstalt **5**, Nr. 2, 1928. 40, 11 S.
- Kawasaki, S.: Effect of the direction of wind on the observed latitude. Tokyo Proc. Imp. Ac. **4**, 191—194, Nr. 5, 1928.
- Meinardus, W.: Die Luftdruckverhältnisse und ihre Wandlungen südlich von 30° südl. Br. Dt. Südpolar-Expedition 1901—1903 **3**, 133—307, 1928. W. de Gruyter u. Co., Berlin.
- Meinardus, W.: Der Wasserhaushalt der Antarktis in der Eiszeit. Z. f. Geoph. **4**, 317—319, Nr. 6, 1928.
- Terada, T., Tamano, M. und Nisida, K.: On Gustiness of winds. Rep. Aeron. Res. Inst., Tokyo Imp. Univ. III, **8**, 1928, Juni, Nr. 38

5. Physiogeographie.

- Kraus, E., Meyer, R. und Wegener, A.: Untersuchungen über den Krater von Sall auf Ösel. Gerlands Beitr. **20**, 312—378, 428—429, Heft 3/4, 1928.
- Tada, F.: Physiographic history of the Oku-Tango peninsula. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **5**, 111—121, 1928.
- Terada, T. and Higasi, S.: On a characteristic mode of deformation of sea bed. Tokyo Proc. **4**, 364—366, Nr. 7, 1928.

6. Verschiedenes.

- Samuel Oppenheim †. Nachruf von W. E. Bernheimer. Gerlands Beitr. **20**, 234—237, Heft 3/4, 1928.
- Rudolf Sterneck †. Nachruf von Hans Benndorf. Gerlands Beitr. **20**, 230—233, Heft 3/4, 1928.
- Barbieri, U.: Stazione astronomico-geodetica eseguita sul Monte Colma di Mombarone nell' agosto 1927. Rom Atti (6) **7**, 907—910, Fasc. 11, 1928.
- Bericht über den Verlauf der zweiten ordentlichen Generalversammlung der Aero-Arctic vom 18. bis 23. Juni 1928 zu Leningrad. Arktis **1**, 113—132, 1928, Nr. 3/4.
- Report of the Advisory Committee in Seismology. Bull. Seism. Soc. America **17**, 249—254, Nr. 4, 1927.
- Third annual meeting of the eastern section of the Seismological Society of America. Bull. Seism. Soc. America **18**, 143—152, Nr. 2, 1928.
- Finch, R. H.: An observatory for the study of Lassen Peak. Bull. Seism. Soc. America **18**, 5—8, Nr. 1, 1928.
- Krogness, O. und Köhler, H.: Das Haldde Observatorium. 35. Jahresb. d. Sonnblickvereins für 1926.
- Lindholm, F.: The physical-meteorological observatory at Davos (Switzerland). J. of State Medicine **36**, Nr. 5, 1928. New York 1928.
- Mill, H. R.: The Scott polar research Institute. Nature **122**, 332—333, Nr. 3070, 1928.
- Thompson, d'Acry, W.: The Geophysical Institute at Bergen. Nature **122**, 98—100, Nr. 3064, 1928.
- Vorträge, gehalten auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft vom 19. bis 21. September 1928. Z. f. Geoph. **4**, 272—319, Heft 6, 1928.
- Briske, R.: Gemeinschaftliche Arbeit zwischen Seismologen und Baufachmann zur Vergrößerung von Erdbebenshäden. Z. f. Geoph. **4**, 219—226, Heft 5, 1928.
- Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften. Herausg. von der Schriftleitung der Naturwissenschaften. 7. Bd. Berlin (Julius Springer) 1928. 80. 437 S.
- Problèmes géophysiques de la Jakoutie. Recueil sous la rédaction et avec préface de Prof. P. Wittenburg. Leningrad 1928. 80. 258 S. (Beiträge von A. A. Kaminsky, E. Rubinstein, E. W. Malchenko, N. Rosé, W. J. Wiese.)

Potsdam, Geodätisches Institut.

Rudolf Berger.

Potsdam, Meteorol.-Magn. Observatorium.

Konrad Büttner.

Berlin, Institut für Meereskunde.

Lotte Möller.

Geophysikalische Berichte.

Hans Haalck. Die magnetischen Verfahren der angewandten Geophysik. Mit 61 Figuren und 3 Tafeln. VIII und 150 S. Berlin, Verlag von Gebrüder Borntraeger, 1927 (Sammlung geophysikalischer Schriften, herausgegeben von Carl Mainka, Nr. 7). Eine Darstellung vom Standpunkt des Geophysikers, nicht des Geologen. Inhalt: Der Erdmagnetismus. Die örtlichen Anomalien. Die magnetischen Lokalvariometer. Die Magnetisierbarkeit der verschiedenen Gesteinsarten als Ursache der lokalen Anomalien. Die praktische Durchführung erdmagnetischer Untersuchungen. Beispiele. *Scheel.*

V. Conrad und O. Schreier. Die Anwendung des Abbeschen Kriteriums auf geophysikalische Beobachtungsreihen (betreffend statistische Auswertung von Beobachtungen). Gerlands Beitr. 17, 372–378, 1927, Nr. 3. Abbe hat sein Kriterium aufgestellt, um entscheiden zu können, ob die Elemente einer Messungsreihe eine Zufallsanordnung darstellen oder einem systematischen Einfluß unterliegen. In Umkehrung dieser normalen Anwendung kann das Abbesche Kriterium dazu dienen, einen ersten Anhaltspunkt zu gewinnen, ob eine Elementenreihe, wie sie bei geophysikalischen Untersuchungen so oft resultiert, irgend einem systematischen (z. B. periodischen Einfluß) unterliegt oder nicht. Eine der Literatur entnommene Unstimmigkeit bezüglich der Aussagen des Abbeschen Kriteriums eine und dieselbe Elementenreihe betreffend, wobei einmal die rohen, das andere Mal die geglätteten Zahlen (unter Anwendung einer Umänderung des Kriteriums) untersucht wurden, gab den Anlaß zur Aufstellung von Formeln für das Abbesche Kriterium, die die Einwirkung des Glättungsverfahrens auf die Reihenelemente eliminieren und so bei geglätteter und roher Reihe zu identischen Resultaten führen. Bei der in der Geophysik oft üblichen Glättungsformel $(a + 2b + c)/4$ wird das normale Abbesche Kriterium $2A/B = 1$ übergeführt in: $2A/3B = 1$. Für die Glättung durch übergreifende Summen von r Elementen würde sich die Modifikation ergeben: $A/B = r/2$. Die Grundlage für die obigen Formeln bietet der Satz, daß die Summen von der Form $\sum x_i x_{i+\lambda}$ gleich Null werden, wobei die zu untersuchende Reihe von den Elementen $x_1, x_2, \dots, x_i, x_{i+1}, \dots, x_n$ gebildet wird. Während Abbe den Beweis nur für den Spezialfall $\lambda = 1$ geführt hat, hat O. Schreier die Grundlage des Abbeschen Kriteriums durch Nachweis des Satzes $\sum x_i x_{i+\lambda} = 0$ erweitert, so daß die obigen Formeln sich auf den Schreierschen Satz stützen können.

Conrad-Wien.

W. Schweydar und H. Reich. Künstliche elastische Bodenwellen als Hilfsmittel geologischer Forschung. Gerlands Beitr. 17, 121–147, 1927, Nr. 1. Mit einem transportablen Seismographen und einer entsprechenden Registriervorrichtung werden die Laufzeitkurven und die Emergenzwinkel der bei Sprengungen entstehenden elastischen Bodenwellen zur Lösung geologischer Probleme bestimmt. Die Versuche wurden in Kummersdorf, Rüdersdorf und Sperenberg unternommen. Die beobachteten Emergenzwinkel weichen von 90° nicht meßbar ab. Hieraus wird geschlossen, daß die beim Vorhandensein von Unstetigkeitsflächen an die Oberfläche zurückkehrenden Wellen nicht dem Brechungsgesetz folgen, sondern daß sie senkrecht in die Tiefe gehen und auch wieder senkrecht emporkommen. Unter dieser Annahme werden die Formeln, die für die Tiefenbestimmungen von Unstetigkeitsflächen in Frage kommen, abgeleitet. Es werden einige Profile abgeschossen. Die Ergebnisse stimmen mit denen auf anderen Wegen gewonnenen gut überein. Die Fortpflanzungs-

geschwindigkeit der longitudinalen Wellen wird gemessen in sandigen diluvialen Schichten zu 1000 m/sec, in Kalkgesteinen des Muschelkalkes zu 4300 m/sec und in Gipsgesteinen des Zechsteines zu 3500 m/sec. *W. Schneider.*

Karl Jung. Die Bestimmung von Lage und Ausdehnung einfacher Massenformen unter Verwendung von Gradient und Krümmungsgröße. *ZS. f. Geophys.* 3, 257—280, 1927, Nr. 6. Zur Bestimmung der Lage und Ausdehnung von Massen, welche das Schwerfeld stören, muß man gewisse Annahmen über die Gestalt der Massen machen. In der vorliegenden Untersuchung werden diese als zweidimensional vorausgesetzt, d. h. ihre Ausdehnung in einer Horizontalrichtung wird sehr groß angenommen. In Fällen mit zwei Unbekannten werden Formeln abgeleitet, welche direkt anwendbar sind. Bei drei Unbekannten wird mit Recht Lösungen der Vorzug gegeben, die graphisch aus Gradient und Krümmungsgröße die gesuchten Werte zu ermitteln gestatten. Es werden sodann Kriterien angegeben, aus denen sich Schlüsse auf die wirkliche Gestalt des störenden Körpers ziehen lassen. *Gutenberg.*

L. A. Cotton. Committee for the study of earth-movements by horizontal pendulums. *Rep. Austral. Ass. for the Adv. of Sc. Adelaide Meeting.* August 1924, S. 37—38, 1926. Bei den in den Tunneln bei Burrinjuck befindlichen Horizontalpendelapparaten wurden Thermographen aufgestellt, um den Einfluß von Temperaturschwankungen auf die Registrierungen nach Möglichkeit in Rechnung ziehen zu können. Die Messungen wurden im Februar 1924 beendet; die Horizontalpendel wurden nach Deutschland zurückgesandt. (Vgl. auch: L. A. Cotton, *Earth-movements at Burrinjuck as recorded by horizontal pendulum observations.* *Journ. Proc. Roy. Soc. N. S. Wales* 55, 143—149, 1921.)

Schmehl.

C. A. Heiland. Suggestions for the improvement of pendulum observations. *Bull. Nat. Res. Council.* 1927, S. 66—71, Nr. 61. Zwecks Verfeinerung der relativen Schwerkraftbestimmungen mit invariablen Pendeln wird ein neues Verfahren vorgeschlagen. Auf einer Zentralstation schwingt ein Schwerkraftpendel im luftverdünnten Apparat. Eine helle Lichtquelle sendet durch ein Diaphragma und eine Linse Strahlen auf den Spiegel des schwingenden Pendels, die dieser durch ein zweites Diaphragma im Moment der größten Elongation oder im Moment des Durchgangs durch die Nullage auf eine photoelektrische Zelle wirft. Die Photozelle betätigt einen funkentelegraphischen Sender. Die so erzeugten Zeitsignale werden gleichzeitig auf zwei Feldstationen automatisch (photographisch) aufgenommen, und zwar je gemeinsam mit den Schwingungen je eines Schwerkraftpendels auf jeder der beiden Feldstationen. Das Verfahren ist dadurch ausgezeichnet, daß die Bestimmung der Differenz der Schwerkraft auf den beiden Feldstationen nicht durch Uhgangsschwankungen und persönliche Beobachtungsfehler beeinflußt werden kann. Das Verfahren ist noch nicht praktisch erprobt.

Schmehl.

C. H. Swick. World longitude computations and isostatic reductions of gravity at sea. *Bull. Nat. Res. Council.* 1927, S. 58—62, Nr. 61. Von der U. S. Coast and Geodetic Survey wurden geographische Längenbestimmungen auf den Stationen Honolulu und Manila ausgeführt. Sie sind von Bedeutung, weil an Stelle einer astronomischen Präzisionsuhr Schwerkraftpendel in Verbindung mit Chronometern verwendet wurden. Ungeachtet des erheblichen Aufwandes an Zeit und Arbeit führte die Benutzung von Schwerkraftpendeln zu recht guten Ergebnissen; diese konnten durch eine große Reihe von direkten Zeitbestimmungen und der aus ihnen abgeleiteten Uhgänge in mehrfacher Weise

kontrolliert werden. — Im Dezember 1926 kam Vening-Meinesz auf Java an und beendete damit seine Weltreise im Unterseeboot. Die von ihm im fahrenden Boote vorgenommenen Pendelbeobachtungen zur Bestimmung der Schwerkraft mußten mit Rücksicht auf die unruhige See fast stets in einer Tiefe von 30 m unter der Meeresoberfläche ausgeführt werden. Die Ergebnisse der Beobachtungen auf 56 Stationen zwischen Holland und Honolulu hat die U. S. Coast and Geodetic Survey isostatisch reduziert. Es wurden fast durchweg positive Schwereanomalien festgestellt, insbesondere über den großen Tiefen der Ozeane. Die mittlere isostatische Anomalie der 56 Stationen wurde zu 26 mgal ermittelt. Die Ergebnisse von etwa 100 Stationen stehen noch aus. Die Reisen Vening-Meinesz' sind in eine beigelegte Weltkarte eingetragen. *Schmehl.*

A. Wigand und H. Kircher. Schnellwirkende lufterlektrische Kollektoren. Gerlands Beitr. 17, 379—385, 1927, Nr. 3. Durch Verstärkung des aktiven Präparates (Radiothor), Verringerung der Kapazität und eine Bauart, die besonders bei großer Windgeschwindigkeit (Flugzeug) eine gute Umspülung der metallischen Kollektorteile mit der ionisierten Luft bewirkt, gelingt es, den Wigandschen Kollektor Nr. III zum „Momentankollektor“ auszubilden. Die Halbwertszeit beträgt in Verbindung mit dem Registrierelektrometer 0,18 sec, bei Flugzeuggeschwindigkeit jedoch nur ein Drittel hiervon. Daher können Spannungsschwankungen von 0,1 sec Dauer quantitativ, von 0,01 sec noch qualitativ untersucht werden. Registrierungen bei lufterlektrisch ungestörtem Wetter zeigen noch Schwankungen von 0,2 sec Dauer. Der Kollektor ist besonders geeignet zum Studium der Natur dieser schnellen Schwankungen (etwaige Schwankungen der die Erdladung erhaltenden Kraft; Wigandsche Blitzstrahlhypothese), ferner zur Untersuchung der Raum- und Influenzladung. *K. Büttner.*

N. N. Kalitin. Ein neuer Typus des Aktinometers von Arago-Davy. Meteorol. ZS. 44, 321—326, 1927, Nr. 9. Das alte Aktinometer von Arago-Davy besteht aus zwei Thermometern mit kugeligen, geschwärzten bzw. blanken Reservoirs, deren Temperaturdifferenz ein Maß der (gegeneinander nicht gut abzugrenzenden) Strahlung von Sonne, Himmel und Erdoberfläche ist. Verf. bildet die Empfangskörper zu Halbkugeln aus, deren plane Flächen — geschwärzt bzw. blank — gegen den Zenit gerichtet werden. So entsteht ein einfaches Bedürfnissen genügendes Pyranometer. Die Eichung geschieht, wie bei solchen Apparaten üblich, durch Abdeckversuche; der Eichfaktor (0,144 gcal pro 1° Temperaturdifferenz) ist auf 3% sicher, der des alten kugeligen Typs dagegen auf 16%. Die Trägheit des Instruments (15 bis 20 Minuten Einstelldauer) ist sehr erheblich. *K. Büttner.*

A. Wegener. Der Boden des Atlantischen Ozeans. Gerlands Beitr. 17, 311—321, 1927, Nr. 3. Erdbebenwellen, die vorwiegend den Atlantischen Ozean durchlaufen haben, führen zu ungenauen Angaben über die Mächtigkeit der den Boden des Ozeans bildenden Sialschicht, da die kontinentalen Teile des Weges der Erdbebenwelle eine zu große Mächtigkeit vortäuschen. Deshalb versucht der Verf., auf anderem Wege zu genaueren Resultaten zu gelangen. Eine im Jahre 1922 von dem amerikanischen Dampfer „Stewart“ ausgeführte Echolotung von Newport bis Gibraltar läßt erkennen, daß zwischen dem amerikanischen Schelf und der atlantischen Schwelle ein weites, sehr ebenes Gebiet bei 5000 m Tiefe vorhanden ist. Der Verf. nimmt an, daß hier die unbedeckte Simaoberfläche zutage tritt, während die weniger tiefen Teile des Ozeanbodens von Sialschollen gebildet werden. Dann müssen alle unter 5000 m liegenden Gebiete des Ozeanbodens als Simaoberflächen und alle höher liegenden Gebiete als Oberflächen von Sial-

schollen angesehen werden. Schon die jetzt bekannten Tiefenverhältnisse der Ozeane zeigen, daß ein wesentlicher Unterschied zwischen dem Boden des Stillen Ozeans und dem der anderen Ozeane nicht besteht, genauere Aufklärung ist allerdings erst von dichteren Lotungen, z. B. den Ergebnissen der Meteor expedition, zu erwarten. Für Kontinentaltschollen ergeben die seismischen Betrachtungen eine Eintauchtiefe von etwa 55 km. Bei einer freien Simaoberfläche in 5 km Tiefe verhalten sich dann die eingetauchten Teile der Sialschollen zu den über das Simaniveau herausragenden Teilen wie 1 : 10. Unter dieser Annahme wird die Eintauchtiefe der auf dem Lotungsweg gelegenen Sialschollen berechnet für den Fall, daß Tauchgleichgewicht vorhanden ist. Den Lotungen entsprechend schwankt die Mächtigkeit der Schollen stark. Der mittlere Wert ist 13 km und nicht 20 bis 30 km, wie Gutenberg auf seismischem Wege findet. Nimmt man entsprechend der Verschiebungstheorie an, daß die unter dem Atlantischen Ozean befindlichen Sialschollen die Trümmer eines Kontinentalstreifens sind, der ehemals Eurasien mit Amerika verband, so berechnet sich dessen Breite zu 1300 km. Weiter südlich, wo größere Teile des Bodens des Atlantischen Ozeans von der freien Simaoberfläche gebildet werden, muß er schmaler gewesen sein. *K. Jung.*

W. Heiskanen. Schwerkraft und isostatische Kompensation in Japan. ZS. f. Geophys. 3, 213—216, 1927, Nr. 5. Der Verf. hat 80 japanische Schwerestationen topographisch und isostatisch reduziert und die Ergebnisse in eine Übersichtskarte eingetragen. Die Schwereanomalien beziehen sich auf die Heiskanensche Schwereformel, die isostatische Reduktion wurde nach der Hayford'schen Methode durchgeführt, wobei die Ausgleichsfläche in 113,7 km Tiefe angenommen wurde. Die Anomalien sind vorwiegend positiv. Der Mittelwert beträgt nach der Reduktion auf Meereshöhe $+ 0,057 \text{ cm/sec}^2$, nach der isostatischen Reduktion $+ 0,020 \text{ cm/sec}^2$. Südlich von Tokio wechseln positive und negative Anomalien ab, der Mittelwert ist nur $+ 0,002 \text{ cm/sec}^2$. Nördlich von Tokio auf der Insel Hondo sind alle Anomalien positiv, der Mittelwert beträgt $+ 0,046 \text{ cm/sec}^2$. Die Anomalien sind um so größer, je näher die Station an der Ostküste liegt. Auf der Insel Hokkaida ist die Verteilung der Schwereanomalien ähnlich, jedoch kommen auch negative Anomalien vor. Der Mittelwert ist $+ 0,027 \text{ cm/sec}^2$. Im ganzen erhält man den Eindruck, daß die Ostküsten und die ihnen benachbarten Tiefseegräben isostatisch noch nicht ausgeglichen sind. Dann ist über dem Tiefseegraben eine negative Anomalie zu erwarten. Messungen über den japanischen Tiefseegebieten fehlen noch, jedoch wird die Meinung des Verf. durch Messungen Heckers über dem Tongagraben und Tongaplateau bestätigt. *K. Jung.*

W. Heiskanen. Die Erdkrustendicke nach den Schwereanomalien. ZS. f. Geophys. 3, 217—221, 1927, Nr. 5. Während der Verf. in früheren Arbeiten die Erdkrustendicke aus Schweremessungen berechnet hat, wird diesmal umgekehrt gezeigt, wie gut die Resultate von 300 Schwerestationen in den Vereinigten Staaten sich mit Annahmen über die Dicke der Erdkruste und über die Dichteverteilung in derselben, die man aus seismischen Beobachtungen ableitet, in Einklang bringen lassen. Folgende Annahmen liegen den Berechnungen zugrunde: 1. Eine bis zum Meeresniveau aufragende Sialschicht ist 50 km dick; 2. unter Stationen in der Höhe von 0, 1, 2, 3 km ist die Dichte des Erdbodens 2,76, 2,74, 2,72, 2,70; 3. unter dem Atlantischen Ozean ist die Dichte 2,83, die Dichte der Sedimente des Stillen Ozeans ist 2,40; 4. die Dichte nimmt mit der Tiefe zu: in 50 km Tiefe ist sie um 0,2 größer als im Meeresniveau; 5. die Dichte des Sima wächst langsamer: in 10 km ist sie 3,06, in 50 km Tiefe 3,14. Die europäisch-asiatische Scholle ist nach diesen Annahmen 58 km mächtig, die amerikanische Scholle 57 km, unter dem Atlantischen Ozean ist dann eine Sial-

decke von 25 km Mächtigkeit, der Boden des Stillen Ozeans ist von 5-km-Sedimenten bedeckt. Alle diese Werte stehen mit den seismischen Ergebnissen im Einklang. Unter diesen Annahmen, die zwischen der Pratt'schen und der Airy'schen Hypothese liegen, werden die amerikanischen Schwerestationen reduziert und nach ihrer geographischen Lage in Gruppen eingeordnet. Die Gruppenmittelwerte der Anomalien unterscheiden sich in ihrer Größenordnung nicht von den entsprechenden Werten, die man nach anderen Reduktionsverfahren (Hayford, Airy) erhält, jedoch ist ihre Schwankung wesentlich kleiner als die der Hayford'schen Anomalien und ebenso klein oder etwas kleiner als die der nach Airy berechneten Werte. Rein formal ist also das neue Verfahren den bisher üblichen zum mindesten gleichwertig. Während diese aber reine Arbeitshypothesen sind, stützt sich das neue Verfahren auf geophysikalische Ergebnisse und dürfte aus diesem Grunde vorzuziehen sein.

K. Jung.

T. P. Kravetz. Über den Zusammenhang der Erdbeben mit den Polhöfenschwankungen. ZS. f. Geophys. 3, 221—224, 1927, Nr. 5. Die Arbeit enthält Einwände gegen die Berechnungen Spitalers über den Einfluß der Polschwankungen auf die Auslösung von Erdbeben. Die Wirkung der Polschwankung ist zu klein, um sich auf diese Art bemerkbar zu machen, wie an einer Überschlagsrechnung gezeigt wird.

K. Jung.

W. Hiller. Über die Geschwindigkeit der seismischen Oberflächenwellen bei Weltbeben, insbesondere ihre Abhängigkeit von der geophysikalischen Beschaffenheit des durchlaufenen Weges. Gerlands Beitr. 17, 279—310, 1927, Nr. 3. Die umfangreiche Arbeit untersucht die W_1 - und W_2 - (R -) Wellen hinsichtlich ihrer Geschwindigkeit beim Überschreiten von Kontinenten und Ozeanböden. Es mögen t_0 , t_1 , t_2 die Herzzeit des Bebens und die Eintrittszeiten der W_1 - und W_2 -Wellen an der Station bedeuten; f_1 , f_2 und m_1 , m_2 seien die diesen Wellen entsprechenden Festlands- und Meeresteile des durchlaufenen Weges, V_f und V_m seien die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten über Kontinenten und Meeresböden. Eine genauere Untersuchung zeigt, daß V_f und V_m zeitlich konstant angenommen werden können, da eine Geschwindigkeitsänderung von den W_1 - bis zu den W_3 -Wellen nicht gefunden wurde. Es gilt

$$\frac{f_1}{V_f} + \frac{m_1}{V_m} = t_1 - t_0, \quad \frac{f_2}{V_f} + \frac{m_2}{V_m} = t_2 - t_0.$$

Hieraus kann man V_f und V_m abhängig von f_1 , f_2 , m_1 , m_2 , t_0 , t_1 , t_2 berechnen und zahlenmäßig bestimmen. Diese Berechnung wurde für eine große Anzahl von Beben durchgeführt. Es ergab sich für die ganze Erde als Mittelwert:

$$V_f = 2,87 \text{ km/sec}, \quad V_m = 3,66 \text{ km/sec}; \quad \frac{V_m}{V_f} = 1,27 \text{ bis } 1,28.$$

Für einzelne Gebiete der Erde ergab sich:

V_f (Sämtl. Festlandsschollen + Meeresteile bis zu 4000 m Tiefe)	= 2,87 km/sec
V_f (Eurasien)	= 2,87 "
V_f (Amerika + Atl. Schwelle + Europa)	= 2,90 "
V_f (Eurasien + Nörtl. Eismeer)	= 2,82 "
V_f („Normale“ Festlandsschollen + Antarktis)	= 2,78 "
V_m (Sämtl. Ozeane der Erde, Mindesttiefe 4000 m)	= 3,66 "
V_m (Pazifik)	= 3,69 "
V_m (Atlantik)	= 3,58 "
V_m (Pazifik + Atlantik)	= 3,66 "

Sehr anschaulich ist eine kleine Kartenskizze, die die Isoseisten der *R*-Wellen für ein Beben wiedergibt, dessen Herd sich bei den Antipodeninseln befindet. Man sieht deutlich, wie infolge des verschiedenen durchlaufenen Weges sich die Isoseisten mehr und mehr verbiegen. Im Antiepizentrum (Berlin) ist daher eine gleichzeitige Ankunft der Oberflächenwellen und somit ein Relaisbeben nicht möglich. Das Seismogramm im Antiepizentrum unterscheidet sich von den anderen nur durch die Länge der von den *W*-Wellen erzeugten Bewegung, nicht aber durch deren Stärke.

K. Jung.

Hermann Schnell. Ein Beitrag zum Studium der Erdbebennachläufer. *ZS. f. Geophys.* **3**, 241–255, 1927, Nr. 5. Teil I enthält Periodenuntersuchungen bei Nachläufern. Solche Untersuchungen wurden bereits von Roesener und Wellmann ausgeführt. Ersterer findet in Göttingen die Perioden 12 und 18 sec vorherrschend, letzterer in Hamburg 12 und 16 sec. Beide haben zum Ausmessen eine Millimeterskala benutzt, die Registriergeschwindigkeit der Seismographen war verschieden. Der Verf. zeigt durch Nachmessen mit einer 0,7-mm-Skala, daß der Unterschied in den Messungen seiner Vorgänger durch die psychologische Neigung, ganze Skalenteile zu „messen“, vorgetäuscht sein kann. Weiter wird die Abhängigkeit der Periode von der Herdentfernung und von der Zeit untersucht. Während Roesener eine Abhängigkeit von der Herdentfernung nicht findet, zeigt sich, daß doch aus seinen Messungen wie auch aus denen Wellmanns und des Verf. sich eine Zunahme der Periode der Nachläufer mit der Herdentfernung feststellen läßt. Eine Änderung der Periode ein und desselben Seismogramms zeigt sich nicht. Die Amplitudenmessungen des II. Teiles lassen ein zeitliches Abklingen nach einer *e*-Funktion erkennen. Eine deutliche Abhängigkeit der Relaxationszeit von Periode, Herdentfernung und Intensität wird nicht gefunden. Der Erklärungsversuch im III. Teile zieht zwei Möglichkeiten in Betracht. Die Nachläuferwellen könnten solche Wellen sein, die nacheinander auf verschiedenen Wegen (Reflexion, Brechung, Beugung) zur Station gelangen. In diesem Falle müßte sich eine Änderung der Periode in ein und demselben Seismogramm zeigen, die dem Anwachsen der Perioden mit wachsendem Wege entspricht. Da eine zeitliche Änderung der Perioden nicht gefunden wurde, bleibt nur die Möglichkeit, die Nachläufer als gedämpfte Schwingungen verschiedener Erdschollen zu erklären, die sich untereinander durch Kopplung beeinflussen.

K. Jung.

B. Gutenberg. Die Geschwindigkeit der Longitudinalwellen im Erdinnern. *Gerlands Beitr.* **17**, 356–365, 1927, Nr. 3. Das Verhältnis der Amplituden der von den Seismometern an Erdbebenwarten aufgezeichneten direkten zu den einmal an der Erdoberfläche reflektierten Longitudinalwellen ändert sich mit wachsender Distanz in erster Annäherung proportional dem Verhältnis $\sqrt{d_i : d_r}$ (*i* = Einfallswinkel, *r* = Distanz bei beiden Wellen). Aus den Beobachtungen der Amplituden lassen sich hiernach die Richtung der Kurve $i = f(t)$ und insbesondere aus plötzlichen Änderungen des Amplitudenverhältnisses in bestimmten Distanzen die Stellen finden, welche den Strahlen entsprechen, die eine Unstetigkeit im Erdinnern tangiert haben. Die Anwendung der Methode mit erweitertem Beobachtungsmaterial ergibt Zunahme der Wellengeschwindigkeit von $v = 8,0 \text{ km/sec}$ in 60 km Tiefe auf $v = 12\frac{1}{2} \text{ km/sec}$ in 1300 km Tiefe, von dort erst geringere, dann stärkere Zunahme auf $v = 13\frac{1}{4} \text{ km/sec}$ in 1900 km (schwache Unregelmäßigkeit) und $v = 13\frac{1}{2} \text{ km/sec}$ in 2300 km Tiefe, dann geringe Abnahme, später wieder schwache Zunahme auf den gleichen Wert in 2900 km Tiefe, wo der Erdkern mit wesentlich kleinerer Geschwindigkeit beginnt. Zum Schluß wird noch auf die Unregelmäßigkeiten in der Erdkruste verwiesen.

Gutenberg.

Richard Kolisko. Die Erdachsvibration eine Folge der Sonnentätigkeit. Ann. d. Phys. (4) 83, 284—286, 1927, Nr. 10. Es wird die magnetische Feldstärke berechnet, bei der die Erde entsprechend ihrem magnetischen Moment und ihrem Trägheitsmoment Schwingungen mit elfjähriger Periode ausführt, die der Verf. für die Erdachsvibration als festgestellt annimmt. Die Feldstärke ergibt sich zu $6,5 \cdot 10^{-8}$ abs. Einheiten. Lediglich die fast gleiche zahlenmäßige Größe der Gravitationskonstanten (!) nimmt der Verf. zum Anlaß, um mit diesem Werte ($6,67 \cdot 10^{-8}$) als Feldstärke die Schwingungsdauer der Erdachse zu berechnen, und zwar auf 10^{-7} Jahre (!) genau. Hieraus werden unter Annahme nicht ganz zutreffender Voraussetzungen drei verschiedene Werte der Umdrehungszeit der Sonne errechnet. Die weiteren Ausführungen, und somit auch Zweck und Ziel der Arbeit, sind unverständlich. *R. Bock.*

André Defour. La force des marées peut être assouplie aux besoins des secteurs. C. R. 184, 1416—1418, 1927, Nr. 24. Erweiterung einer Arbeit, die 1921 im Genie civil 79, 102 erschienen war. *O. Meissner-Potsdam.*

Hilding Köhler. On water in the clouds. Geofys. Publ. Norske Vidensk. Akad. 5, Nr. 1, 16 S., 1927. Der Verf. hat in Haldde mit einem Assmannschen Psychrometer Untersuchungen über den Wassergehalt der Wolken angestellt und kam zu ähnlichen Ergebnissen wie Conrad und Wagner in Österreich, deren Untersuchungen bisher die einzig brauchbaren waren. Er stellt einige Beziehungen zwischen Wassergehalt der Wolken, Sichtweite und Tropfengröße auf. Das Problem bedarf weiterer Untersuchungen. *Gutenberg.*

E. F. George, W. M. Young and Harry Hill. Remarkable electrical conditions accompanying west Texas sand storms. Phys. Rev. (2) 30, 362, 1927, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Bei den Sandstürmen in Westtexas befindet sich die Atmosphäre in einem außergewöhnlichen elektrischen Zustande. Von Radioantennen, Drahtzäunen und Automobilen erhält man manchmal schwere Schläge. Die Automobilzündung versagt vielfach während schwerer Stürme. An einer Radioantenne aus 1,9 mm dickem, verseiltem Draht, der in 33,8 m Länge 21 m hoch in der Richtung Ost-West zwischen zwei 94 m voneinander entfernten Türmen gespannt war, wurden bei Ost-West-Stürmen Messungen ausgeführt. Mit einer Funkenstrecke wurden Spannungen von mehr als 40000 Volt und Gleichströme von $1,2 \cdot 10^{-4}$ Amp. gemessen, was einer atmosphärischen Stromdichte von $1,88 \cdot 10^{-7}$ Amp./cm² entspricht, falls die Spannungen und Ströme nicht durch Reibung an den Drähten hervorgerufen werden. *Güntherschulze.*

W. Baranow. Zur Frage über die Messung der Lufradioaktivität. Verh. Wiss. Forsch.-Inst. f. Phys. d. 1. Mosk. Staats-Univ. 1925, 18 S., Nr. 4 (russisch). *Güntherschulze.*

Franz Lotze. Die Jolysche Radioaktivitätshypothese zur Erklärung der Gebirgsbildungen. Göttinger Nachr. 1927, S. 75—111, Nr. 1. Zuerst wird ein Überblick gegeben über die Jolysche Hypothese von der zyklischen Zustandsänderung der Erde, hervorgerufen durch periodische Anstauung und Ableitung der durch die radioaktiven Substanzen der Erdkruste erzeugten Wärmemengen. Hierauf wird diese Radioaktivitätshypothese vom physikalischen und vom geologischen Standpunkt aus einer Kritik unterzogen. Vom ersteren aus wird eingewendet, daß die Voraussetzungen bezüglich der „Dicke der Kontinente“, deren Wert auf den Schweremessungen bzw. seismischen Beobachtungen und

ihrer Ausdeutung beruht, ebenso unsicher sind wie die Voraussetzungen über den Gehalt an radioaktiven Substanzen in den der Beobachtung nicht zugänglichen Tiefen und über den Verlauf des Zerfalls unter diesen geänderten Verhältnissen; unsicher sei endlich auch der für die Theorie wesentliche Zahlenwert der Wärmeableitung; diesbezüglich wird z. B. überschlagsweise berechnet, daß der bisher in allen derartigen Berechnungen vernachlässigte Wärmeverlust durch die Eruptionen von der Größenordnung der normalen Wärmeabgabe durch Leitung werden kann. Außer diesen Grundlagen der Jolyschen Hypothese wird ferner der Mechanismus des Vorganges selbst einer physikalischen Kritik unterzogen, die sich vor allem gegen die Möglichkeit des Eintretens eines Periodizität richtet. — Im zweiten Abschnitt wird dann gezeigt, daß die geologischen Tatsachen nicht mit der Konsequenz aus der Radioaktivitätshypothese, mit der geforderten Periodizität aller geologischen Erscheinungen im Einklang stehen; ebensowenig geben die geologischen Tatsachen eine genügend gesicherte Basis für die Annahme eines Dualismus der tektonischen Kräfte ab, wie er von Joly als zeitlich nicht zusammenfallende Kompression und Tension verlangt wird. Der Verf. glaubt nicht, daß man auf Grund solcher unbewiesener Annahmen zu einer „Erklärung“ des Erdgeschehens kommen kann. *K. W. F. Kohlrausch.*

Robert W. Lawson. Radioactivity and the Heat of the Earth. Nature 119, 703—704, 1927, Nr. 3002. In Fortsetzung einer Diskussion mit J. W. Evans, welcher letzterer die Meinung vertritt, ein wesentlicher Teil der von den radioaktiven Substanzen ausgestrahlten Energien werde statt auf Wärmeerzeugung auf chemische und andere Effekte verwendet, verweist der Verf. wieder auf Widersprüche, die sich dann mit den Laboratoriumserfahrungen ergeben würden. *K. W. F. Kohlrausch.*

Kenneth C. Bailey. The effect of radon on the solubility of lead uranate. Phil. Mag. (7) 4, 404—407, 1927, Nr. 21. A. Holmes hat darauf verwiesen, daß die Bildung von praktisch unlöslichen Bleiuranaten in den Uranmineralien imstande wäre, die Unterschiede in den Altersschätzungen, die sich aus dem Verhältnis Pb/U in U-Mineralien einerseits, aus Pb/Th in Thormineralien andererseits ergeben, zu erklären, da das analoge Bleithoriat viel besser löslich ist und durch Auslaugung entfernt sein könnte. In der vorliegenden Arbeit wird nun gezeigt, daß die Unlöslichkeit des $PbUO_4$ unter dem Einfluß kräftiger α -Bestrahlung ganz beträchtlich herabgesetzt wird, so daß auch bei Uranmineralien unter dem Einfluß der schwachen, aber Millionen Jahre wirkenden Aktivität eine Auslaugung des Bleiuranats stattfinden kann, wodurch eine Verkleinerung des Verhältnisses Pb/U bewirkt wird. *K. W. F. Kohlrausch.*

Heinrich Lederer. Über den Radium- und Thoriumgehalt der vulkanischen Gesteine des Hegaus. Ber. d. naturf. Ges. Freiburg 27, 144—163, 1927, Nr. 2. Zweck der Untersuchung war, die Radioaktivität der Gesteine des Kaiserstuhls zu vergleichen mit den radioaktiven Eigenschaften der Gesteine des Hegaus; die Versuche wurden mit der Emanationsmethode durchgeführt, unter Vergleich mit Normallösungen von Uran und Ra und Th. Für die drei untersuchten Gesteinsgruppen des Hegaus wurden folgende Werte gefunden:

Phonolithe	5,93 . 10 g Ra,	6,18 . 10 g Th	pro Gramm Gestein	—
Basalte	1,78 . 10 g Ra,	0,75 . 10 g Th	„	„
Tuffe	0,64 . 10 g Ra,	1,01 . 10 g Th	„	„

Eine Beziehung zwischen Ra- und Th-Gehalt war nicht erkennbar.

K. W. F. Kohlrausch.

Wolfgang Seith. Über den Radium- und Thoriumgehalt der Phonolithe des Kaiserstuhls. Ber. d. naturf. Ges. Freiburg 27, 164—167, 1927, Nr. 2. Während die Basalte vom Kaiserstuhl reich an Ra und Th und die von Hegau bedeutend ärmer an radioaktiven Substanzen sind, sind die Phonolithe in beiden Fundorten in bezug auf Ra- und Th-Gehalt nahe in bezug auf das Verhältnis Th/Ra ganz gleich. Einige neue Bestimmungen lieferten folgende Mittelwerte:

	Ra g . 10 ⁻¹²	Th g . 10 ⁻⁵	Th/Ra 10 ⁷	U g . 10 ⁻⁵	Th/U
Kaiserstuhl-Phonolithe	4,83	4,25	0,9	1,55	2,8
Hegau-Phonolithe	6,50	6,76	1,0	2,06	3,3
Kaiserstuhl-Tephrite	6,62	4,33	0,7	2,10	2,1
Hegau-Basalte	1,79	0,57	0,3	0,55	1,0

K. W. F. Kohlrausch.

Dehalu. Les récents progrès du magnétisme terrestre. Bull. de Belg. (5) 12, 995—1027, 1926, Nr. 11/12. Ein zusammenfassender, zum größten Teile gemeinverständlicher Bericht alter und neuer Ergebnisse der erdmagnetischen Forschung mit dürftigen, sehr einseitigen Literaturangaben. Die Gaußsche Theorie wird entwickelt, die magnetischen Vermessungen des Carnegie-Instituts werden besprochen. Behandelt werden ferner der Zusammenhang der Sonnentätigkeit mit den magnetischen Variationen, der tägliche Gang, die magnetischen Störungen, der Erdstrom, örtliche magnetische Anomalien (insbesondere die von Kursk) und die Magnetisierung der Gesteine.

R. Bock.

D. la Cour. Sur l'erreur moyenne des moyennes mensuelles des éléments magnétiques observées à l'observatoire de Rude Skov. Inst. Météorol. Danois. Commun. Magnétiques, Kopenhagen 1927, 33 S., Nr. 1. Die Monatsmittel $[M]$ der magnetischen Elemente lassen sich zerlegen: 1. in einen von der Zeit linear abhängigen „normalen“ Anteil $[N]$, 2. in einen mehreren Observatorien gemeinsamen „internationalen Fehler“ $[i]$, 3. in einen lokalen Anteil, der von der geographischen Lage des Observatoriums abhängig ist $[l]$, und 4. in einen wirklichen Fehler, der auf falschen Beobachtungen, Druckfehlern in den Veröffentlichungen oder besonders stark gestörtem Beobachtungsgelände beruhen kann $[f]$. Es wird folgendes Verfahren zur Trennung dieser einzelnen Größen angegeben: Es sei $l + f = L$, $M - N = i + L = E$; dann folgt für zwei Observatorien, da der Korrelationsfaktor verschwindet, $\Sigma (L' \cdot L'') = 0$, $\Sigma (i' \cdot L') = 0$, $\Sigma (i'' \cdot L'') = 0$, und ferner, da $E' \cdot E'' = i^2 + iL' + iL'' + L'L''$ ist, $\Sigma (E' \cdot E'') = \Sigma (i^2)$ und das Mittel von i ergibt sich zu

$$\sqrt{\lambda_2(i)} = \sqrt{\frac{\Sigma(E' \cdot E'')}{A - 1}},$$

und analog das von L' zu

$$\sqrt{\lambda_2(L')} = \sqrt{\frac{\Sigma[(M' - N')^2]}{A - 1}} - \lambda_2(i).$$

Für elf Observatorien werden die mittleren Fehler (für die Deklination sehr eingehend) aus den Differenzen der Monatsmittel der Jahre 1911 bis 1920 errechnet, wobei die als linear angenommene Säkularvariation in Abzug gebracht ist. Die Werte $\sqrt{\lambda_2(i)}$ schwanken für D zwischen 0,138' bis 0,162', für H zwischen 3,3 γ

um $4,0 \gamma$ und für Z zwischen $4,6$ und $6,0 \gamma$. Die individuellen Fehler der Observatorien, also die Größe $\sqrt{\lambda_2(L)}$, betragen für

	D	H	Z
Rude Skov.	0,12'	1,6 γ	4,4 γ
Potsdam.	0,13	1,2	} 3,5
Seddin.	0,07	0,9	
De Bilt.	0,19	2,2	10,4
Val Joyeux.	0,20	2,2	7,3
Kew.	0,48	—	—
Greenwich.	0,32	—	—
Eskdalemuir.	0,32	2,6	15,8
Ebro.	0,53	—	—
San Fernando.	0,84	—	—

Die Werte sind gewonnen durch Zusammenfassung von zwei oder drei Observatorien und durch Mittelung der bei den verschiedenen Kombinationen erhaltenen Einzelbeträge. R. Bock.

C. Chree and J. M. Stagg. Recurrence Phenomena in Terrestrial Magnetism. Phil. Trans. (A) **227**, 21—62, 1927, Nr. 648. Ausführliche statistische Untersuchung der 27tägigen Wiederholungen mit Hilfe der 20jährigen Reihe der internationalen erdmagnetischen Charakterzahlen. Obwohl neben der ersten, zweiten, dritten auch die vierte Wiederholung (108 Tage vor und nach dem ruhigen oder gestörten Tage) eingeschlossen wurde, zeigte sich keine sichere Abweichung von 27,0 Tagen, weder in den Jahresgruppen mit niedriger oder hoher heliographischer Breite der Sonnenflecken noch in denen mit hohen oder niedrigen Fleckenrelativzahlen. Im Verhältnis zum primären Impuls sind die sekundären in Jahren geringer Sonnentätigkeit oder in denen mit äquatornahen Flecken besser ausgebildet als sonst. In einigen Jahren scheinen die ruhigen und gestörten Tage Glieder derselben 27tägigen Folge zu bilden. Es wurde, im Gegensatz zu Deslandres, kein Störungsintervall gefunden, das einer Unterteilung von 27 Tagen entspräche. In allen Jahren besteht eine entschiedene Neigung, daß sich große Störungen 4 bis 6 Tage nach Zeiten besonderer Ruhe entwickeln. J. Bartels.

J. M. Stagg. On magnetic fluctuations and sunspot frequency. A discussion based primarily on the daily ranges of declination as recorded at Kew Observatory, Richmond, during the 67 years 1858—1924. Meteorol. Office, Geophys. Memoirs Nr. 36 (4, Nr. 6), 24 S., London 1927. Die bis 1910 reichende Reihe von Monats- und Jahresmitteln der täglichen unperiodischen Deklinationsamplituden $1D$ (Differenzen des absoluten Maximums und Minimums) wird als Maß für die erdmagnetische Aktivität betrachtet und bis zum Abbruch der Kew-Registrierungen weitergeführt; die Lücke 1874 wird mit Hilfe von Greenwichdaten ergänzt. Der jährliche Gang wird harmonisch analysiert; das Maximum der ganzjährigen Welle fällt auf das Sommersolstitium, während die Höchstwerte der halbjährlichen Welle bis auf 2 bis 3 Tage auf die Äquinoktien fallen. Die $1D$ -Reihe wird, zusammen mit der für die interdiurne Veränderlichkeit der Horizontalintensität, mit den sechs Zykeln umfassenden Sonnenfleckenrelativzahlen R verglichen. In den beiden letzten Zykeln hat sich das Maximum

der erdmagnetischen Aktivität um 2 bis 3 Jahre gegenüber dem Maximum von R (1906, 1917) verspätet, während umgekehrt das Fleckenmaximum 1883 um 1 Jahr nach dem Aktivitätsmaximum eintrat und die Fleckenmaxima 1871 und 1893 von zwei etwa gleich starken Höchstwerten der Aktivität eingerahmt sind. Lineare Beziehungsgleichungen, z. B. $1D = a + bR$, werden, für jeden Zyklus getrennt, abgeleitet und diskutiert. Eine fortschreitende säkulare Änderung der magnetischen Aktivität ist nicht erkennbar. Zu Anfang der photographischen Registrierung (1858 bis 1866) scheint $1D$ aus instrumentellen Gründen relativ zu groß gemessen zu sein.

J. Bartels.

Jean G. Popesco. Sur une variation du magnétisme terrestre. C. R. 185, 292—293, 1927, Nr. 4. Augenbeobachtungen der Bewegungen einer Bussolennadel in Bukarest während der Sonnenfinsternis am 29. Juni 1927. *J. Bartels.*

K. Haussmann. Magnetische Messungen im Steinheimer Becken. (Vorläufige Mitteilung.) Gerlands Beitr. 17, 366—371, 1927, Nr. 3. Die magnetische Vertikalintensität Z wurde an 103 Stationen mit der Schmidtschen Feldwage gemessen. Das Gebiet umfaßt etwa 20 km^2 bei $48^\circ 41' \text{ N}$, $10^\circ 4' \text{ E}$. Die vorläufigen Isanomalien von Z werden in einer Karte 1 : 25 000 wiedergegeben. Die Störung schließt an die Anomalie Ries—Schwäbische Alb an. Sie ist durchweg positiv; von NW nach SE nimmt sie von $+120$ auf $+300 \gamma$ zu. Instrumentelle Erfahrungen werden mitgeteilt.

J. Bartels.

W. Feld. Über die Säkularvariation des Erdmagnetismus. Inaug.-Diss. Göttingen 1927, 17 S. Die Säkularvariation $1I$ der Inklination wird mit Hilfe der Beobachtungen an Observatorien seit 1890 untersucht. Für drei Breiten-gürtel werden für mehrere Epochen Kurven gezeichnet, in denen $1I$ Ordinate und die geographische oder magnetische Länge λ Abszisse ist. Diese Funktionen $1I(\lambda)$ haben zwei Maxima bei etwa 60° und 300° östliche Länge. Das eurasiatische Maximum hat sich im Laufe der letzten 30 Jahre um etwa 20° nach Westen verschoben.

J. Bartels.

J. Keränen. On the secular change of the earth's magnetic force in Northern Europe during the period 1910—1925. Ann. Acad. Scient. Fennicae (A) 28, Nr. 3, 17 S., Helsinki 1927. Aus den Beobachtungen der Observatorien Rude Skov, Pavlovsk und Sodankylä werden Formeln abgeleitet, die die Säkularvariation in Nordeuropa für vier Zeitabschnitte als lineare Funktion der geographischen Länge und Breite geben. Mit Hilfe dieser Formeln werden die Beobachtungen an 36 finnischen Wiederholungsstationen auf 1925,5 reduziert. Die reduzierten Werte der Beobachtungen aus verschiedenen Jahren sind wenig verschieden; ihre mittlere Streuung ist $1D = \pm 0,75'$, $1I = \pm 0,50'$, $1H = \pm 5,6 \gamma$, was etwa der Genauigkeit der einzelnen Beobachtung entspricht. Die Seddiner Werte werden durch die Formeln nur für die Zeit nach 1922 gut wiedergegeben.

J. Bartels.

Franz Göschl. Kosmische Einflüsse auf die erdmagnetischen Schwankungen. Ann. d. Hydrogr. 45, 253—259, 1927, Nr. 8. Es wird ein Zusammenhang gefunden zwischen den erdmagnetischen Schwankungen und den Konstellationen der Planeten. Konjunktion der vier äußersten Planeten wirkt verstärkend oder schwächend auf die Amplitude der magnetischen Variationen, je nachdem Venus von der Erde aus zu diesen Planeten in Opposition oder Konjunktion steht. Die

Stellung der Sonne, des Mondes und gegebenenfalls eines der Planeten modifizieren die Wirkung. Als Beispiele werden die magnetischen Charakterzahlen der Jahre 1921 und 1925 mit den jeweiligen Konstellationen verglichen. *R. Bock.*

C. Chree. Magnetic disturbance and aurora as observed by the Australasian antarctic expedition at cape Denison in 1912 and 1913. *Proc. Phys. Soc.* **39**, 389–407, 1927, Nr. 5. Zusammenfassung der Ergebnisse der täglichen Messungen der täglichen Schwankungen der erdmagnetischen Störungen in den Jahren 1912 und 1913 in der Ausgangsstation der australischen antarktischen Expedition. Die Beobachtungen werden mit denen der Ausgangsstationen der englischen Expedition verglichen, die sich in Eskdalemuir und Kap Evans befanden. Ferner werden die Zusammenhänge zwischen magnetischen Störungen und Nordlichtern behandelt. *Güntherschulze.*

William G. Baker and Chester W. Rice. Abridgment of refraction of short radio waves in the upper atmosphere. *Journ. Amer. Inst. Electr. Eng.* **45**, 535–539, 1926, Nr. 6. Versuch einer quantitativen Erfassung der Vorgänge der Ausbreitung kurzer Wellen durch Brechung innerhalb der Atmosphäre. Verteilung und Anzahl der Elektronen pro Volumeneinheit, wie sie die Theorie erfordert, um mit den Versuchen in Einklang zu stehen, stimmen überein mit den zur Erklärung der täglichen Periode des Erdfeldes angenommenen Werten. Die Wegeberechnungen erklären den Fadingeffekt und geben Anhaltspunkte für Wahl von Wellenlänge und Antennenform für Übertragungen über große Entfernungen. Ausführliche Inhaltsangaben der (nicht veröffentlichten) Originalarbeit. *Sewig.*

J. E. I. Cairns. A statistical study of the effects of the atmospheric electric elements on broadcast reception. *Terr. Magn.* **32**, 11–16, 1927, Nr. 1. Beim Watheroo-Observatorium in West-Australien wurde ein Jahr lang täglich von 20 bis 21 Uhr die Empfangsintensität der Zeichen eines australischen Senders primitiv nach vier Stufen der Lautstärke geschätzt, um etwaige Beziehungen zur positiven und negativen Leitfähigkeit der Luft sowie zum Potentialgefälle aufzudecken. Nimmt man die luftelektrischen Messungen von Watheroo für alle Tage mit Einschluß der gestörten, so scheint unternormale positive und negative Leitfähigkeit den Empfang zu begünstigen, während das Potentialgefälle offenbar wenig Einfluß hat. An ausgewählten, luftelektrisch nicht gestörten Tagen scheint die positive Leitfähigkeit wenig Wirkung auf den Empfang zu haben, während bei niedriger negativer Leitfähigkeit und hohem Potentialgefälle die Empfangsstärke größer ist. Quantitative Messungen werden in Aussicht gestellt. *Wigand.*

E. F. W. Alexanderson. Polarization Changes Caused by Ground Absorption. *Gen. Electr. Rev.* **29**, 553–554, 1926, Nr. 8. Gekürzte Wiedergabe einer Untersuchung des Verf. über die Polarisation von elektrischen Wellen in der Atmosphäre. *Güntherschulze.*

Hans Lassen. Über den Einfluß des Erdmagnetfeldes auf die Fortpflanzung der elektrischen Wellen der drahtlosen Telegraphie in der Atmosphäre. *Elektr. Nachr.-Techn.* **4**, 324–334, 1927, Nr. 8. Unter der Annahme, daß in der Heavisideschicht freie Elektronen vorhanden sind, wird der Einfluß des erdmagnetischen Feldes auf die Fortpflanzung der Raumstrahlung untersucht. Es werden zunächst die Brechungsindizes eines homogenen elektronen-

haltigen Gases im Magnetfeld in Abhängigkeit von der Fortpflanzungsrichtung abgeleitet. Der Tatsache, daß sich das Elektron nicht frei bewegen kann, sondern zu gewissen Zeiten mit Gasmolekülen zusammenstößt, wird durch Einführung eines der Geschwindigkeit proportionalen Reibungsgliedes Rechnung getragen. Der konstante Faktor dieses Gliedes ist der Masse und der Stoßzahl direkt proportional. Die Schwingung ist im allgemeinen elliptisch polarisiert. Ihre Form hängt von der Richtung der Wellennormalen gegen das Magnetfeld ab. Die Formel für den komplexen Brechungsindex liefert zwei Werte, denen zwei im allgemeinen elliptisch polarisierte Wellen entsprechen. Das elektronenhaltige Gas wird also unter dem Einfluß des erdmagnetischen Feldes doppelbrechend. Die Doppelbrechung ist am stärksten, wenn die Welle sich in Richtung des Erdmagnetfeldes fortpflanzt, am geringsten in der dazu senkrechten Richtung. Sie nimmt mit abnehmender Welle sehr schnell ab. Die beiden durch Brechung entstehenden Wellen pflanzen sich mit unter Umständen stark verschiedener Dämpfung fort. Da sich für die kurzen Wellen unter 100 m unter der Annahme einer Elektronenkonzentration von $2 \cdot 10^5$ eine Größe des Absorptionskoeffizienten ergibt, die mit der Erfahrung einer günstigen Ausbreitungsmöglichkeit auf große Entfernungen in Widerspruch steht, so können in der Heavisideschicht freie Elektronen nur in geringerer Konzentration als $2 \cdot 10^5$ vorhanden sein. Bei Fortpflanzung parallel zum Magnetfeld sind die beiden Wellen zirkular polarisiert. Mit wachsendem Winkel zwischen Wellennormale und Magnetfeld wird der Polarisationszustand elliptisch, um dann im Falle eines rechten in den linearen Polarisationszustand überzugehen. Die Heavisideschicht betrachtet der Verf. als inhomogenes Medium, indem er für die Elektronenkonzentration dieselbe Abhängigkeit von der Höhe annimmt, wie sie von ihm in einer früheren Arbeit (Jahrb. d. drahtl. Telegr. 28, 111, 1926) für die Ionen berechnet worden ist. Der Zustand des Gases (Stoßzahl) soll sich nicht merklich mit der Höhe ändern. Eine Lösung des allgemeinen Problems der Fortpflanzung einer Welle in der Heavisideschicht unter dieser Annahme liegt noch nicht vor. Es läßt sich nur sagen, daß diese Wellen innerhalb der Heavisideschicht eine Dämpfung erfahren, die sowohl vom Polarisationszustand als auch von der Fortpflanzungsrichtung stark abhängt und unter Umständen sehr groß sein kann. Die Verhältnisse sind sehr kompliziert, da die Welle auf ihrer gekrümmten Bahn ihre Richtung zum Erdmagnetfeld ändert, was mit einer Änderung des Polarisationszustandes verbunden ist. Für die kurzen Wellen unter 100 m sind die Verhältnisse einfacher, da die Dämpfung nur gering ist und der Brechungsindex sich nur verhältnismäßig langsam mit der Höhe ändert. Für diesen Fall werden die den beiden durch Doppelbrechung entstehenden Wellen entsprechenden toten Zonen berechnet. Die beiden Wellen bleiben am dichtesten in der Ost-West-Richtung zusammen und fallen am weitesten auseinander in der Nord-Süd-Richtung.

F. A. Fischer.

M. Bäumler. Der Einfluß der Sonnenfinsternis am 29. Juni 1927 auf die Ausbreitung drahtloser Wellen. Elektr. Nachr.-Techn. 4, 345—349, 1927, Nr. 8. Messungen des telegraphischen Reichsammtes. Lange Wellen im Berliner Schloß gemessen: Bei den langen Wellen der amerikanischen Stationen Marion (11650 m), Rocky Point (16120 m) kein Einfluß. Messungen von Stavanger (12300 m) ergeben in bezug auf die Feldstärkeänderungen dieselben Erscheinungen wie bei Sonnenuntergang. Rundfunkwellen auf Borkum gemessen: Bei Berlin (483 m) und Königswusterhausen (1250 m) kein Einfluß. Bei London (361,4 m) zum Teil ähnliche Erscheinungen wie bei Eintritt der Dunkelheit: Feldstärkezunahme und Schwunderscheinungen. Kurze Wellen in Strelitz und Berlin gemessen, ergeben kein eindeutiges Bild.

F. A. Fischer.

E. V. Appleton. The Kerr Effect in Wireless Transmission. *Nature* 118, 514, 1926, Nr. 2971. Nach der ursprünglichen Theorie von Eccles wird die atmosphärische Ablenkung elektrischer Wellen während des Tages durch Ionenreflexion in einer diffusen Schicht der mittleren Atmosphäre hervorgerufen, während in der Nacht die Heavisideschicht alle Wellen reflektiert. Neuerdings ist die Theorie etwas abgeändert worden. Man schiebt die Vergrößerung der Intensität der Zeichen auf eine allgemeine Hebung der Heavisideschicht während der Nacht. Jetzt wird offenbar der Unterschied zwischen Reflexion und Refraktion durch das Verhältnis der Dicke der Übergangsschicht zur Wellenlänge bedingt. So ergibt sich die Feststellung: lange Wellen werden reflektiert, kurze gebrochen. Reflexion durch Ionen ohne Absorption ist nur möglich, wenn die Frequenz der Wellen größer ist als die Frequenz der Zusammenstöße der Elektronen mit den Gasmolekülen. Durch Verbindung dieser Vorstellung mit der Theorie der Magnetosionen (Berücksichtigung der Wirkung des Magnetfeldes der Erde auf die Ionen) wurde ein Kerreffekt für die langen an der Heavisideschicht nachts reflektierten Wellen vorausgesagt. Die Versuche von Hollingworth bestätigen anscheinend diese Voraussage. Es läßt sich jedoch berechnen, daß der Kerr- und der Faradayeffekt erst eintreten, wenn die Wellen in größere Höhen als 70 bis 80 km gelangen. Da beide Effekte bei der Nacht da sind, bei Tage dagegen nicht, steigt die ionisierte Schicht in der Nacht offenbar über die gegebene Höhe hinaus. *Güntherschulze.*

F. Loewe. Messungen der Himmelsbläue in verschiedenen Höhen (April 1926 bis April 1927). *Mitt. d. Aeron. Observ. Lindenberg* 1927, S. 98—101, Mai.

F. Loewe. Gleichzeitiges Auftreten von Untersonne und Glorie. *Mitt. d. Aeron. Observ. Lindenberg* 1927, S. 102—103, Juni. *Scheel.*

Marja Pietruszyńska. Sur l'extinction de la luminiscence retardée dans l'air. *C. R. Soc. Pol. de phys.* 3, 61—78, 1927, Nr. 1. (Polnisch mit französischer Übersicht.) *Güntherschulze.*

Carl Störmer. Photogrammetrische Bestimmung der Höhe von irisierenden Wolken (Perlmutterwolken) am 30. Dezember 1926. *Geofys. Publ. Norske Vidensk.-Akad.* 5, Nr. 2, 8 S., 1927. In den Jahren 1871 bis 1892 beobachtete man in Oslo mehrmals sogenannte „irisierende Wolken“. Aus dem Zeitpunkt, in dem ihre direkte Bestrahlung durch die Sonne aufhörte, bestimmte Mohn ihre Höhe zu 23 bis 140 km. Der Verf. hatte in den letzten Dezembertagen 1926 Gelegenheit, wieder derartige Wolken zu beobachten. Es gelang ihm, am 30. Dezember 1926, nach Sonnenuntergang, sieben gleichzeitige Aufnahmen von der Basis Bygdö—Observatorium Bygdö (1,95 km lang) und zwei Aufnahmen um 17^h 4' 54" und 17^h 5' 47" von der Basis Bygdö—Oscarsborg (26,12 km) aus zu machen. Während die ersteren nur kaum feststellbare Parallaxen ergaben, zeigt die Ausmessung der beiden anderen Aufnahmen, die ganz ähnlich wie bei Nordlichtaufnahmen des Verf. durch Vergleich mit mitphotographierten Sternen erfolgte, daß die Höhe der verschiedenen Punkte der Wolken über der Erdoberfläche 26,1 bis 29,3 km betrug. Aus den beiden Aufnahmen ergab sich ferner, daß die Wolken mit einer Geschwindigkeit von etwa 75 m/sec nach Ost-südost zogen. An der Erdoberfläche herrschten gleichzeitig westliche bis west-nord-westliche, zum Teil sehr kräftige Winde. Die Luftdruckänderungen waren an den betreffenden Tagen erheblich, bis 8 mm in 3 Stunden. *Gutenberg.*

J. Dufay. Intensité de la raie verte des aurores polaires dans le spectre du ciel nocturne. C. R. 185, 142—144, 1927, Nr. 2. Für die grüne Nordlichtlinie (5577 Å), die sich aus dem schwachen kontinuierlichen Spektrum des Nachthimmels heraushebt, wurde das Verhältnis ihrer Intensität zur Intensität des Kontinuums zwischen 4960 und 6000 Å mit einem Registrier-Mikrophotometer gemessen. Die im August und September 1926 auf dem Lande gefundenen Werte des Schwärzungsverhältnisses schwanken zwischen 0,44 und 0,60. Der Spektrograph war nach Norden 50° vom Zenit gerichtet. Wegen der sehr geringen Stärke des kontinuierlichen Nachthimmellichtes wurde der Spektrographenspalt ersetzt durch eine große rechtwinklige Öffnung mit einem undurchsichtigen Stäbchen von halber Höhe vor der Öffnung; die Exposition dauerte 1 bis 1½ Stunden. Die Bestimmung des Verhältnisses der entsprechenden Strahlungsenergien aus dem gefundenen Schwärzungsverhältnis ergab 0,22 bis 0,33. *Wigand.*

C. Störmer. On an Aurora Curtain of Violet-gray Colour Situated at a High Altitude Photographed on September 8th 1926. Gerlands Beitr. 17, 254—269, 1927, Nr. 2. Als neuartige Polarlichtform wird ein am 8. September 1926 beobachteter Polarlichtvorhang von violettgrauer Farbe beschrieben, dessen ungewöhnliche Höhenlage nach den photogrammetrischen Aufnahmen in Bygdö und Oscarsborg (im südlichen Norwegen) von 300 bis 500 km über der Erde reichte. Dasselbe Polarlicht ist auch vom Lerwick-Observatorium in Shetland beobachtet worden. Die Vorhangform wandelte sich später in eine diffuse, schwachstrahlige Form von malvenvioletter bis grauvioletter Farbe, deren photogrammetrisch bestimmte Höhe wahrscheinlich bis über 1000 km reichte. Solche sehr hohen diffusen Polarlichter scheinen besonders viel ultraviolettes Licht zu emittieren. Von den Photogrammen sind mehrere in der Arbeit gut wiedergegeben. *Wigand.*

E. Kleinschmidt. Bemerkungen zur Messung der Sonnenscheindauer auf Grund der württembergischen Beobachtungen. Gerlands Beitr. 17, 395—403, 1927, Nr. 3. Die 16 Campbell-Stokes-Autographen des württembergischen Netzes werden mit einer an das Potsdamer Normalinstrument angeschlossenen Kugel verglichen hinsichtlich der Länge der Brennspur bei gewisser Sonnenhöhe, der Brennweite, des Kugeldurchmessers und des (für die Empfindlichkeit sehr wichtigen) Abstandes Kugelfläche—Papier. Die Bestimmung der Korrekturen zeigt, daß „im württembergischen Netze — und in anderen wird es ähnlich sein — kaum zwei Autographen gleichwertig sind. Ein strenger Vergleich ist also ausgeschlossen“. Um das für klimatologische Vergleiche nötige Mindestmaß an Genauigkeit zu erreichen, müßte etwa die Hälfte der Autographen ausgeschieden werden. Als Forderungen zur Erzielung vergleichbarer Sonnenscheinregistrierungen werden angeführt: Solide Bauart, Vergleichung untereinander, richtige Lage des Brennpunktes, keine Abweichungen der Länge der Brennspur vom Normal von mehr als $\pm 3\%$, Verwendung nur einer (blauen) Papierfarbe, Kontrolle der einzelnen Beobachter. *K. Büttner.*

Jean Cabannes et Jean Dufay. Les variations de la quantité d'ozone contenue dans l'atmosphère. Journ. de phys. et le Radium (6) 8, 353—364, 1927, Nr. 9. Mit Hilfe der ultravioletten Banden sind nach dem Vorgang von Fabry und Buisson in den letzten 12 Jahren in England (Dobson) und Frankreich (Cabannes) zahlreiche Bestimmungen der Mächtigkeit der Ozonschicht gemacht worden, die unter anderem zur Auffindung eines jahreszeitlichen Ganges geführt hatten. Während hierbei photographisch die O₃-Absorption in den ultravioletten

Banden gemessen wurde, gelingt es den Verff. in der vorliegenden Arbeit, alte Messungen der atmosphärischen Durchlässigkeit mit Hilfe der Ozonbande bei $0,6 \mu$ zur Berechnung heranzuziehen. Es handelt sich um die in den Ann. Astrophys. Obs. Smithsonian Inst. 4 veröffentlichten Monatsmittel der Durchlässigkeit auf dem Mt. Wilson 1908 bis 1920 und in Calama-Chile 1918 bis 1920. Bestimmt wird hierbei die Verstärkung der Extinktion bei $0,6 \mu$ durch Ozon gegenüber der aus der bei $1,6, 1,2, 1,0, 0,8, 0,45$ und $0,4 \mu$ interpolierten Kurve, die bis auf die staubgestörten Jahre 1912 (Katmaiausbruch) und 1917 bis 1919 eine alleinige Abhängigkeit von λ^{-4} (Rayleighsche Streuung) zeigt. Für beide Stationen entspricht der O_3 -Gehalt $0,3 \text{ cm Hg}$, übereinstimmend mit den europäischen Messungen. Am Mt. Wilson zeigen die Monatsmittel einen deutlichen Jahresgang mit dem Maximum im Frühjahr und dem Minimum im Herbst (Messungen aus dem Winter fehlen leider), in bemerkenswerter Übereinstimmung mit Dobson. Die Amplitude beträgt im Mittel 30 %, bei einer Genauigkeit der Einzelbestimmung von 15 %. In Calama (südliche Halbkugel, Tropen) zeigen die wenigen vorliegenden, aber viel genaueren Messungen einen schwachen, zum Mt. Wilson inversen Jahresgang. Besonders beachtenswert ist die — bisher nicht gelungene — Aufdeckung des Zusammenhangs von Ozonmenge und Sonnenfleckenzahl und Solarkonstante: 1908 und 1918 ist über dem Mt. Wilson ein Maximum des O_3 (Amplitude 30 %), das mit dem Maximum der Sonnentätigkeit zusammenfällt.

K. Büttner.

Herbert H. Kimball. Measurements of solar radiation intensity and determination of its depletion by the atmosphere with bibliography of pyrheliometric measurements. Monthly Weather Rev. 55, 155—169, 1927, April. Die Arbeit ist eine sehr dankenswerte Zusammenfassung aller erreichbaren Messungen der Sonnen- und Himmelsstrahlung mit genauem Register der gemessenen Strahlungsangaben, der geographischen Daten, der Literaturstellen und der benutzten Instrumente. Im ganzen sind Messungen von rund 100 Stationen angeführt. Von 17 Stellen in Amerika, Europa und Afrika liegen längere Meßreihen der Strahlung auf eine horizontale oder auf eine zur Sonne senkrechte Fläche vor. Die Jahresgänge stimmen, trotz der verschiedenen Bauart der Instrumente, untereinander gut überein. Der Einfluß der Himmelsstrahlung an der gesamten auf die Horizontalfläche fallenden Energie ist recht beträchtlich, wie aus den Kurven für Pavlovsk und aus dem Vergleich Davos (Himmel + Sonne) und dem nahen Arosa (Sonne) hervorgeht. Die Jahressummen sind z. B. für: Habana 159, Washington 126, New York 85 (!), Slontzk (Pavlovsk) $62 \text{ kg. cal. cm}^{-2}$ (Horizontalfläche). — Eine auf Arbeiten von Rayleigh, King, Fowle usw. beruhende theoretische Rechnung gestattet die Zerlegung der „depletion“ der direkten kalorimetrischen Sonnenstrahlung in ihre Hauptbestandteile: Rayleighsche Streuung, Absorption und Streuung durch Wasserdampf und (durch Differenzbildung) Absorption und Streuung an Staub. Aus den vielen werden 14 besonders typische Stationen ausgesucht. Die Bearbeitung ergibt unter anderem folgendes: Hohe Berge zeigen überall geringe Schwächung durch Wasser und Staub, Inselstationen geringe Staubschwächung (Samoa im trockenen Winter mehr; Salzkriställchen), die Tropen starke Schwächung durch Wasserdampf. Die größte „depletion“ (Trübungsfaktor) hat Samoa, die kleinste der Pic de Teyde auf Teneriffa. Zum Schluß werden harmonische Analysen des Temperaturganges und der Einstrahlung gegeben.

K. Büttner.

A. Wigand. Sicht und Beleuchtungsrichtung. Gerlands Beitr. 17, 348—355, 1927, Nr. 3. Frühere Messungen mit dem Wigandschen Mattglassicht-

messer von L. Heberer in Lindenberg hatten eine azimutale Verteilung der horizontalen Sicht bei Sonnenschein ergeben, die im wesentlichen der Theorie von Koschmieder genügt. In der Richtung auf die Sonne zu ist aber eine deutliche Einbuchtung der Kurve (zu geringe Sehweite) zu erkennen, die von Koschmieder einem systematischen Beobachtungsfehler zugeschrieben wurde. Wenn nämlich das Mattglas des Sichtmessers von direktem Sonnenlicht getroffen wird, so nimmt die Eigenhelligkeit des Zwischenmediums zu, die Kontrastintensität, der Sichtwert ab. Neue Beobachtungen in Hohenheim mit sicherer Vermeidung der Fehlerquelle lassen keinen derartigen Effekt mehr erkennen. Jedoch scheint dies Minimum der Sicht unter ganz bestimmten Trübungsverhältnissen doch wieder zu erscheinen (nach K. Stoye). Als Gründe für die Unterschiede von Kurve zu Kurve kommen in Frage: Verschiedenheiten in der Zahl, Größe und Natur der lichtstreuenden Teilchen und die Horizonthelligkeit des Himmels. *K. Büttner.*

Otto Kestner und Hermann Schadow. Strahlung, Atmung und Gaswechsel. Versuche am Jungfraujoch. Pflügers Arch. f. d. ges. Physiol. **217**, 492—503, 1927, Nr. 3/4. Neben medizinischen Untersuchungen haben die Verf. Anfang September 1926 Messungen des kurzwelligen Sonnenultraviolets, das sie Ra-Strahlung (sic) nennen, am Jungfraujoch und bei Interlaken ausgeführt mit einer Dornoschen Cd-Zelle. Sie schließen: „Die Himmelsstrahlung ohne Sonnenstrahlung ist verhältnismäßig niedrig, die Rückstrahlung von Schnee sehr bedeutend. Die Ra-Strahlung geht zum sehr erheblichen Teil durch dichten Nebel hindurch.“ Dies bestätigt frühere Ergebnisse von Dorno und Götz. *K. Büttner.*

Otto Kestner. Strahlenmessung nördlich des Polarkreises. Pflügers Arch. f. d. ges. Physiol. **217**, 504—508, 1927, Nr. 3/4. Verf. hat an einigen Tagen im August 1926 Messungen mit der Cd-Zelle in Abisko (Lappland) und in Svolvaer (Lofoten) gemacht, die er mit den von ihm gefundenen Werten in Hamburg, an der Nordsee (nähere Angaben fehlen) und in Wilderswyl bei Interlaken (1 Tag) vergleicht. Die Strahlung bei gleicher Sonnenhöhe ist danach im Norden etwa 15% höher. Daraus schließt Verf., daß dies allgemein gilt und für den nordischen Pflanzenwuchs usw. entscheidende Bedeutung hat. Als vermutlicher Grund wird angeführt, „daß die Atmosphäre nach den Polen hin dünner ist, also noch stärker abgeplattet ist als die Erde selbst“. Die atmosphärische Trübung des August 1926 (F. Loewe, Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. **13**, 183—197, 1927) wird nicht berücksichtigt. (Tatsächlich zeigt sich bei Umrechnung auf gleiche Luftmassen die geringste Durchlässigkeit der Luft für die Versuche am Jungfraujoch. eine annähernd gleiche für die anderen Stationen.) *K. Büttner.*

Dannmeyer. Kurze Bemerkung über die Ultraviolettstrahlung auf Island 1926. Pflügers Arch. f. d. ges. Physiol. **217**, 509—510, 1927, Nr. 3/4. Ergänzungsmessung zu den Versuchen Kestners (vgl. vorst. Ref.). Die Ergebnisse sollen als Sonderarbeit erscheinen. *K. Büttner.*

Jean Dufay. Polarisation de la lumière du ciel nocturne. C. R. **182**, 331—333, 1926, Nr. 5. Verf. fand nach einer früher beschriebenen photographischen Methode in Montpellier in 900 m Höhe bei klarem Himmel von Februar bis September 1925 folgendes: 1. Gegen Mitternacht ist das Himmelslicht schwach polarisiert. 2. Die Polarisationsebene ist mit der Lage der Sonne verknüpft und geht bei Mitternacht durch die Sonne. Wird angenommen, daß die Polarisations-ebene stets durch die Sonne geht, so läßt sich bei Annahme konstanter Depolarisation der Betrag der gemessenen Polarisation in Abhängigkeit von der Tageszeit

berechnen. Die berechneten Werte stimmen gut mit den beobachteten überein. Es folgt daraus, daß wenigstens ein Teil des Lichtes des nächtlichen Himmels von einer Diffusion des Sonnenlichtes herrührt. Die Polarisation ist so schwach, daß man geneigt ist, die Diffusion eher durch größere Teilchen außerhalb der Atmosphäre als durch Gasmoleküle verursacht zu denken. Vielleicht dehnt sich das Zodiakallicht über den ganzen Himmel aus. *Güntherschulze.*

K. R. Ramanathan. Intensity and Polarisation of Skylight at Sunrise and Sunset. *Nature* 118, 337—338, 1926, Nr. 2966. Verf. hat die Himmels-helligkeit infolge von molekularer Streuung in 2000 m Seehöhe für den Fall, daß die Sonne sich im Horizont befindet, nach einer von der Grunerschen etwas abweichenden Methode für die Wellenlängen 0,45, 0,55 und 0,65 μ berechnet. Es ergibt sich, daß das Himmelslicht, wenn die Sonne am Horizont ist, einen viel kleineren Bruchteil der kurzen Wellenlängen enthält als der normale Tageslichthimmel. Im Zenit, wo der Anteil der kurzen Wellen am größten ist, beträgt das Verhältnis Blau (0,45 μ) zu Rot nur 1,3, während es nach dem Gesetz der reziproken vierten Potenz 4,3 sein sollte. In einer Zenitdistanz von 80° in einer Richtung senkrecht zu den Sonnenstrahlen ist das Verhältnis nur noch 0,48 und 0,45 auf der der Sonne abgewandten Seite. Die berechneten Absolutwerte der Intensität haben die gleichen Beträge, wie sie von Dorno in Davos beobachtet wurden. Die Beträge, die die verschiedenen Höhen zur Gesamthelligkeit liefern, sind in folgender Tabelle angegeben:

Höhe	Wellenlänge	
	0,45 μ o/o	0,65 μ o/o
2 bis 10 km	8	38
10 " 20 "	47	44
20 " 30 "	33	15
30 " 50 "	12	4

Bei den Berechnungen wurde nur die primäre Streuung berücksichtigt. Beobachtungen ergeben jedoch, daß das nicht ganz zulässig ist. Selbst bei klarstem Wetter ist „Selbstbeleuchtung“ des Himmels vorhanden. *Güntherschulze.*

J. Joly. Dr. Jeffreys and the earth's thermal history. *Phil. Mag.* (7) 4, 338—348, 1927, Nr. 21. In seinem Werke „The Surface History of the Earth (Oxford 1925)“ zeigt Joly, daß die bei radioaktiven Vorgängen in der Erdkruste gleichmäßig erzeugte Wärme die Ursache periodischer Vorgänge (Schmelzen des Krustenmaterials, Magmaströmungen, Wiedererstarrung) in den unteren Schichten der Erdkruste und somit eines periodischen Ablaufs der Geschichte der Erdoberfläche sein kann. Gegen diese Ausführungen wendet sich Jeffreys (*Geol. Mag.*, November 1926, S. 520), und der vorliegende Aufsatz bildet eine Entgegnung des Verf. An Hand der Vorgänge bei der Tätigkeit eines Geisers und durch Betrachtung einiger künstlicher Wärmemaschinen wird gezeigt, daß periodische Vorgänge wohl von einer konstanten Wärmequelle verursacht sein können, wenn ein Körper, wie z. B. das Wasser des Geisers oder das Erdkrustenmaterial, vorhanden ist, der latente Wärme aufspeichern und wieder abgeben kann. Auch die Einwirkung der Gezeiten des festen Erdkörpers auf die Auslösung der Vorgänge in der Erdkruste wird besprochen. *K. Jung.*

P. Lasareff. Über eine Ursache der Verteilung der Temperatur der Erdoberfläche zu jetziger Zeit und in den geologischen Epochen. Journ. f. angew. Phys., Moskau u. Leningrad 4, 89—102, 1927, Nr. 1. (Russisch mit englischer Zusammenfassung.) Verf. hat ein Modell der Erde konstruiert, das aus einem ebenen kreisförmigen Gefäß besteht, auf dessen Boden die jetzigen Kontinente aus Gips hergestellt werden, während der Zwischenraum mit Wasser gefüllt wird. Untersucht werden die Wasserströmungen, die entstehen, wenn die großen Luftströmungen der Erde möglichst genau nachgeahmt werden. Die an dem Modell beobachteten Wasserströmungen stimmen dann mit den tatsächlichen gut überein. Werden nun weiter die Kontinente nachgebildet, wie sie in früheren geologischen Epochen vorhanden waren, so ergeben sich die Ozeanströmungen, die in jenen Epochen vorhanden waren. Bei der Untersuchung solcher Strömungen ergeben sich dann große Klimaänderungen. Insbesondere folgt für die Karte von Neodevon, daß sich die kleinen Kontinente, die sich damals an der Stelle des jetzigen Sibiriens befanden, in einem warmen Hauptstrom lagen und ein mildes Klima hatten. Weiter wurden die Äquatorgegenden mit elektrischem Strom geheizt und dann die Verteilung der Isothermen studiert. *Güntherschulze.*

L. Weickmann. Die Ausbreitung der Luftdruckwellen über Europa. Gerlands Beitr. 17, 332—339, 1927, Nr. 3. Die harmonische Analyse der Luftdruckkurven von etwa 300 Stationen von Europa, Westasien und Nordafrika für die Zeit vom 15. April bis 3. Juli 1925 ergibt unter anderem eine zwanzigtägige Welle, die Amplitudenmaxima über dem Nordmeere und über Asien aufweist. Sie hat den Charakter einer stehenden Welle; die Amplitudenmaxima zeigen alternierende Pulsation. Ein Zusammenhang dieser Welle mit dem europäischen Monsun ist wahrscheinlich. Solche Wellen schaffen Bezugsräume des Luftdruckganges. Durch die üblichen Korrelationsrechnungen kann daher nur ein Teil der Erscheinungen erfaßt werden. Die Wellen wirken als Impulse in der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre. *Schmehl.*

W. Köppen. Das Klima Patagoniens in Tertiär und Quartär. Gerlands Beitr. 17, 391—394, 1927, Nr. 3. Als Ursache der Klimaänderungen in Europa und Nordamerika wurden von Köppen und Wegener (Die Klimate der geologischen Vorzeit, Berlin 1924) säkulare Wanderungen der Rotationspole angenommen, die im wesentlichen auf dem Meridian abliefen, auf dem Amerika liegt. Wenn diese Annahme richtig ist, so müssen die Klimaänderungen in Südamerika den umgekehrten Verlauf gehabt haben. Ein eben erschienenes Werk von H. v. Thering (Die Geschichte des Atlantischen Ozeans, Jena, G. Fischer, 1927) gibt Auskunft über die Klimaänderungen in Südamerika, aus denen sich eine Polverschiebung des Südpols errechnen läßt, die mit den für den Nordpol bereits berechneten im großen und ganzen übereinstimmt. *K. Jung.*

P. Jordan. Über die thermodynamische Gleichgewichtskonzentration der kosmischen Materie. ZS. f. Phys. 41, 711—717, 1927, Nr. 10. Die Überlegungen von Stern und Lenz werden vom Standpunkt der Einsteinschen und der Fermischen Gastheorie erörtert. Ferner werden die Wahrscheinlichkeitsgesetze für die Elementarprozesse der Umwandlung von Materie in Strahlung besprochen. *Wessel.*

Axel Corlin. Radioaktive Strahlen von den Mira-Sternen. Beob.-Zirk. d. Astr. Nachr. 1926, Nr. 41, 23. November. Erste vorläufige Notiz über den

Zusammenhang der täglichen Periode der durchdringenden Höhenstrahlung mit der Kulmination der Mirasterne. (Eine weitere Notiz erschien in Naturwissensch. 15, 356—357, 1927, Nr. 15 und ist bereits referiert. Die ausführliche Arbeit ist im Druck.) K. Büttner.

B. P. Gerasimovič. On Mira variables and penetrating radiation. Bull. Harvard Coll. Obs. Nr. 847, 1—5, 1927.

B. P. Gerasimovič. Sur les variables du type Mira et les rayons pénétrants. Bull. Obs. Lyon 9, 193—196, 1927, Nr. 9. (Französische Übersetzung der Harvard-Arbeit.) Verf. wiederholt unter verschiedenen Voraussetzungen über die Art und Absorption der Strahlung die Berechnungen, die Corlin auf den Zusammenhang von Höhenstrahlung und Mirasternen gebracht hatten, und stellt dann durch Vergleich der berechneten Kurven mit denen der gemessenen täglichen Periode fest, daß kein Zusammenhang besteht. Dieser Schluß beruht auf einer Reihe von Mißverständnissen sowohl der Corlinschen Rechnung als auch der Periodenmessung von Kolhörster und vom Ref. Außer kurzen vorläufigen Mitteilungen in den Naturwissensch. und Astr. Nachr. wird die einschlägige Literatur nicht berücksichtigt. (Eine Erwiderung von Corlin erscheint in den Astr. Nachr.) K. Büttner.

Konrad Büttner. Absorptionsmessungen der Höhenstrahlung mit Bleipanzern im Flugzeug. Mitt. d. Aeron. Obs. Lindenberg 1927, S. 112—113.

Konrad Büttner. Blei-Absorptionsmessungen der Höhenstrahlung im Flugzeug. ZS. f. Geophys. 3, 236—237, 1927, Nr. 5. Absorptionsmessungen der Höhenstrahlung mit Bleipanzern von 1 bis 5 cm Dicke in der Ebene und im Hochgebirge ergaben $\mu/\rho_{(\text{Pb})}$ zwischen 3 bis $12 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$, also größer als bei Luft und Wasser als Absorber ($\mu/\rho_{(\text{Luft})} = 4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$, $\mu/\rho_{(\text{Wasser})} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$). Bei Flugzeugaufstiegen wurden nunmehr gefunden:

Datum	Zeit	Strahlungstärke		Höhe m	Druck mm	Massenabsorptionskoeffizient für Blei
		mit Blei	ohne Blei			
30. 3. 27	9 — 10 ³⁰	10,6 ± 0,5	(14,2 ± 0,5)	4100	454	$\mu/\rho = 11,4 \pm 2,7 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$
7. 7. 27	10 — 11 ³⁰	19,1 ± 0,5	—	5550	385	$\mu/\rho = 9,5 \pm 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$
12. 7. 27	8 ⁴⁵ —10	—	23,4 ± 0,4	5480	387	—

Der Absorptionskoeffizient scheint sich zwischen 3500 bis 5500 m wenig zu ändern und hier liegen wahrscheinlich die weichsten Komponenten vor. *Werner Kolhörster.*

Geophysikalische Berichte.

C. Stelter. Die Dämpfung des physikalischen Pendels. Dissertation Technische Hochschule Hannover 1927, 29 S. Es wird der Einfluß der umgebenden Luft auf die Abnahme der Amplituden eines schwingenden Pendels experimentell untersucht. Als Pendelstange dient eine gehärtete Silberstahlstange von 2 mm Durchmesser und 34 cm Länge, als Pendelkörper eine verschiebbare Stahlkugel von 60 g Gewicht und 25 mm Durchmesser. Am Pendel sind zwei Achatplatten befestigt, die auf zwei starken, mit einer Wandkonsole verbundenen Stahladeln lagern. Ein Einfluß des Mitschwingens des Lagers auf die Messungsergebnisse wird vom Verf. für unwahrscheinlich gehalten und nicht untersucht. Verf. gelangt zu folgenden Ergebnissen: 1. Die Differentialgleichung

$$\mathfrak{M} \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + 2 \alpha \cdot \frac{d\varphi}{dt} + \mathfrak{K} \cdot \varphi = 0$$

vermag den Bewegungsverlauf eines schwingenden Pendels mit reiner Luftdämpfung auch für kleine Amplituden nicht wiederzugeben. Das logarithmische Dekrement ist nicht konstant, sondern wächst sehr stark mit der Maximalamplitude an. 2. Durch Messung des Abfalls der Amplituden unter vermindertem Druck (bis 0,02 mm) wird die Lagerdämpfung als linear von der Geschwindigkeit abhängig erkannt. 3. Für reine Luftdämpfung gilt bis zu einer gewissen oberen Grenze der Maximalamplituden die Differentialgleichung

$$\mathfrak{M} \frac{d^3 \varphi}{dt^3} + 2 \mu \frac{d\varphi}{dt} \pm \mu \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 + \mathfrak{K} \cdot \varphi = 0. \quad \text{Schmehl.}$$

D. M. Wrinch and J. W. Nicholson. A Class of Integral Equations occurring in Physics. Phil. Mag. (7) 4, 531—560, 1927, Nr. 22. Es handelt sich insbesondere um Gleichungen, die bei den Problemen der Seismologie eine Rolle spielen. Es wird nachgewiesen, daß die Gleichung von Bateman-Herglotz ein Spezialfall der Gleichung von Abel ist. Sodann werden aus dem Fourierschen Satze und dem Satze von Bessel-Fourier eine Anzahl neuer Sätze abgeleitet und ausführlich diskutiert. *Güntherschulze.*

G. M. B. Dobson. Note on the Accuracy of Spectroscopic Measurements of the Amount of Ozone in the Atmosphere. ZS. f. Geophys. 3, 307—308, 1927, Nr. 6.

Hoelper. Entgegnung an Herrn Dobson. ZS. f. Geophys. 3, 309—310, 1927, Nr. 6. Polemik, die an die Arbeiten von Dobson (diese Ber. 8, 1867, 1927) und Hoelper (diese Ber. 8, 1868, 1927) anknüpft. Dobson hatte gefunden, daß der spektroskopisch ermittelte Ozongehalt der Atmosphäre parallel mit dem Luftdruck gehe. Da aber die Ozonschicht in sehr großen Höhen liegt, hatte Hoelper vermutet, daß Dobsons Messungen durch den Dunstgehalt der Atmosphäre, der sich bei Hoelpers Messungen sehr bemerkbar machte, gefälscht seien. — Nun weist Dobson darauf hin, daß die aus verschiedenen unabhängigen Wellenlängenpaaren berechneten Ozonwerte in guter Übereinstimmung sind. Es ist unwahrscheinlich, daß die absorbierende Substanz dieselbe Absorptionskurve hat wie Ozon. Aufnahmen mit und ohne Cirrostratus ergaben gleiche Ozonwerte. Hoelper erwidert, der Intensitätsunterschied zweier benachbarter Wellenlängen auf verschiedenen Aufnahmen kann durch das Vorhandensein größerer trübender Partikel erklärt werden, deren Absorptionskoeffizient mit λ^2 geht, im Gegensatz zu dem λ^4 -Gesetz kleinster Teilchen. *v. Angerer.*

H. Reich. Über die elastischen Eigenschaften von Gesteinen und damit zusammenhängende geologische Fragen. Gerlands Beitr. 17, 432, 1927, Nr. 4. Berichtigungen zu dem gleichlautenden Aufsatz in Nr. 1 derselben Zeitschrift. *K. Jung.*

Ksavery Jankowsky. Sur les Déformations du Géoïde. 35 S., 3 Fig. Warszawa 1927. Die 15 Abschnitte dieser gedrängt geschriebenen Arbeit kann man in drei Gruppen einordnen. Die erste Gruppe (Abschnitt 1 bis 3) behandelt geodätische Fragen, die zweite Gruppe (Abschnitt 4 bis 8) behandelt Zusammenhänge der Schwerkraft mit den Abmessungen des Geoids, die dritte Gruppe (Abschnitt 9 bis 15) bringt als Beispiel die Verwertung von holländischen Pendelmessungen, eine mehr qualitative Erledigung von Restfragen und die Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse in Form von Thesen. Man kann die Gestalt der Erde durch folgende Formel ausdrücken:

$$r = a - a (\mu + 1,5 \mu^2) \sin^2 \varphi' + 1,5 a \mu^2 \sin^4 \varphi'$$

(a = halbe Äquatorachse, φ' = geozentrische Breite, μ = Abplattung). Ist $\mu = \mu_e = \text{const}$, so bedeutet die Gleichung eine Annäherung durch ein einziges Sphäroid (Ellipsoid), setzt man aber $\mu = \mu_e - \mu_e^2 \cos^2 \varphi'$, also μ abhängig von der Breite, so hat man Gleichungen, die das Geoid durch Ellipsoide mit von Breite zu Breite veränderlicher Abplattung annähern. Der Unterschied zwischen dem auf diese Weise dargestellten Geoid und dem Erdellipsoid bringt Verschiedenheiten in der Meridianlänge und den geographischen Koordinaten von Punkten gleicher geozentrischer Lage mit sich. Formeln hierfür sind in den Abschnitten 1 bis 3 gegeben. In Abschnitt 4 wird die Differenz der Hauptträgheitsmomente der Erde, $C - A = \frac{\chi \cdot Ma^2}{1,875}$ (M = Masse der Erde), eingeführt. Die Konstante χ ist nach astronomischen Messungen von Harkness bekannt (gleich 0,0020710125). Hiermit berechnet sich (Abschnitt 5) aus dem Clairautschen Theorem die Formel $g = g_0 [1 + 4 (\mu - \chi) \sin^2 \varphi']$, in der gegenüber den sonst üblichen Formulierungen an Stelle der Äquatorhalbachse die viel genauer bekannte Konstante χ steht. Weiterhin werden geodätische Daten abhängig vom Schwereverlauf dargestellt; Änderung der Abplattung:

$$\Delta \mu = \frac{1}{4} \frac{\Delta g}{g_0} \operatorname{cosec}^2 \varphi' \quad (\text{Abschnitt 6}),$$

Änderung des Radiusvektors:

$$\Delta r = - \frac{a}{4} \frac{\Delta g}{g_0} (1 + 3 \mu \cos^2 \varphi') \quad (\text{Abschnitt 7}),$$

Änderung der geographischen Breite (φ):

$$\begin{aligned} \Delta \varphi'' &= \frac{1}{2} \frac{\Delta g}{g_0} (1 + 4 \mu \sin^2 \varphi) \cotg \varphi \operatorname{cosec} 1'' \\ &= (\mu - \chi) \frac{\Delta g}{g - g_0} (1 + 4 \mu \sin^2 \varphi) \sin 2 \varphi \operatorname{cosec} 1'' \quad (\text{Abschnitt 8}). \end{aligned}$$

Sodann (Abschnitt 9) werden 51 von Vening Meinesz veröffentlichte holländische Schweremessungen verwertet, um den Verlauf des Geoids unter Holland zu bestimmen, sowie den Verlauf des der Helmhertschen Formel von 1915 (ohne die Glieder mit λ) entsprechenden Ellipsoids und den des „kontinentalen Geoids“, das ist den des Geoids, das man aus Schwerewerten erhält, an denen nur die Freiluftreduktion angebracht wurde. Das Ergebnis wird in Abschnitt 10 graphisch dargestellt, in Abschnitt 11 wird die Abplattung der drei Flächen für Holland

berechnet. Ferner wird (Abschnitt 12) die mittlere Dichte (D) der Erde aus den holländischen Schweremessungen bestimmt, was nach der Formel

$$D = \frac{3}{4} \frac{g}{k\pi a} (1 + 1,5 \cos^2 \varphi)$$

geschehen kann (k = Gravitationskonstante). Es ergibt sich $D = 5,52$. Eine mehr qualitative Berechnung der Dicke der Lithosphäre (Dichte $\delta = 2,7$) wird im 13. Abschnitt durchgeführt. Unter Zuhilfenahme der geodätisch bestimmten Abplattung der ganzen Erde (μ_e) und dem astronomisch gefundenen Werte von λ gelingt es, die Dicke der Lithosphäre am Pol zu 70 km, am Äquator zu 109 km zu berechnen. Da der Erdradius am Äquator nur etwa 21 km größer ist als am Pol, ist umgekehrt die untere Begrenzung der Lithosphäre am Äquator dem Erdmittelpunkt näher als am Pol, und zwar beträgt der Unterschied etwa 18 km. Im 14. Abschnitt wird das Glied dritter Ordnung der Entwicklung des Radiusvektors nach φ betrachtet, d. h. der Unterschied der nördlichen und südlichen Halbkugel. Nur in den Breiten von 11 bis 41° und von 59 bis 90° ist dieser für die Schweremessung wichtig ($> 0,001$ CGS).

K. Jung.

E. Pautsch. *Methods of Applied Geophysics for the Exploration of Oil, Ores and Useful Deposits.* 82 S., mehrere Figuren, Houston, Texas. Das vorliegende Buch bringt eine leicht verständliche Übersicht über das Gebiet der angewandten Geophysik, die vor allem zur Orientierung über den augenblicklichen Stand dieses Wissenszweiges geeignet ist. Zunächst wird eine Einführung in die Methoden und Aufgaben der angewandten Geophysik gegeben, sodann werden die wichtigsten Methoden und Instrumente einzeln angeführt, vor allem die Schwerkraftmethode, die seismische, magnetische und elektrische Methode; die radioaktive Methode wird nur gestreift.

K. Jung.

Karl Mader. Der Einfluß der Verteilung von Land und Wasser auf die Trägheitsmomente A und B der Erde im Äquator. *Gerlands Beitr.* 18, 145—184, 1927, Nr. 1/2. In umfangreichen Rechnungen wird die Wirkung der Verteilung von Kontinenten und Meeren auf die Trägheitsmomente A und B der Erde im Äquator berechnet, und zwar unter der Annahme, daß 1. keine Isostasie, 2. Isostasie nach Pratt und 3. Isostasie nach Airy vorliegt. Über Ausgleichstiefe und Schollendichte werden verschiedene Annahmen gemacht. Die zur Berechnung verwendeten Formeln werden streng abgeleitet, bei der numerischen Berechnung wird der von Kontinenten bedeckte Teil der Erde in 105 ellipsoidische Trapeze, begrenzt von zwei Meridianen und Breitenkreisen, zerlegt. Aus den für die Trägheitsmomente berechneten Werten schließt der Verf., daß die von Helmert, Berroth und Heiskanen gefundene Elliptizität des Äquators als bloße Folge der an den Schwerewerten angebrachten Korrekturen angesehen werden kann, wenn man der physischen Erde einen kreisförmigen Äquator zuschreibt.

K. Jung.

Adalbert Prey. Neue Formeln zur Isostasie. *Gerlands Beitr.* 18, 185—217, 1927, Nr. 1/2. Unter der Voraussetzung Pratt'scher Isostasie werden Formeln für die topographisch-isostatische Korrektur abgeleitet für alle überhaupt möglichen Fälle, nämlich daß der Aufpunkt A. im Erdinnern unterhalb des Meeresniveaus, B. im Meere, C. im Erdinnern oberhalb des Meeresniveaus und D. in der freien Luft liegt. In der Entwicklung der Formeln werden alle Glieder bis zur zweiten Ordnung, auch das Abplattungsglied berücksichtigt. Die Korrektur erstreckt sich über die ganze Erde, das Oberflächenrelief wird durch eine bereits

früher vom Verf. aufgestellte Entwicklung nach Kugelfunktionen bis zur 16. Ordnung gegeben. Für den Fall, daß der Aufpunkt entweder auf der Oberfläche der Kontinente oder in der Meeresoberfläche liegt, wird die topographisch-isostatische Korrektur für hinreichend viele Punkte der Erde berechnet und das Ergebnis in eine Weltkarte eingetragen, so daß man aus dieser Karte die den Hayfordschen Zonen 1 bis 18 entsprechenden Beträge der Korrektur für jeden beliebigen Ort unmittelbar ablesen kann, was eine bedeutende Arbeitserleichterung bedeutet. Nur für den von der Entwicklung in Kugelfunktionen nicht erfaßten, wirksamen Teil des Reliefs, d. h. die Stationsnähe, ist noch eine gesonderte Korrektur anzubringen.

K. Jung.

K. Schütte. Das Ergebnis der Schweremessungen im Ries. Münchener Ber. 1927, S. 133—144. Es werden die Ergebnisse der Pendelbeobachtungen aus den Jahren 1922 und 1926, die Dr. Zinner und der Verf. an 18 Stationen im Ries vorgenommen haben, veröffentlicht. Manche Stationen wurden in beiden Jahren vermessen und erlauben somit eine Beurteilung der Genauigkeit. Das Hauptergebnis ist ein Defizit in dem nördlichen Teile des Ries. Das Zentrum liegt bei Dürrenzimmern und weist einen Betrag von $-23 \cdot 10^{-3}$ CGS-Einheiten auf.

K. Jung.

Carlo Somigliana. Sulla determinazione delle costanti del geode mediante misure di gravità. Atti di Torino 62, 233—242, 1926/27, Nr. 8.
C. Somigliana. Sulla determinazione delle costanti geoidiche mediante sole misure di gravità. Lincei Rend. (6) 5, 319—323, 1927, Nr. 5. Beide Arbeiten bilden die Fortsetzung einer früheren theoretischen Arbeit des Verf. [Lincei Rend. (6) 5, 11—16, 1927; diese Ber. 8, 1599, 1927]. Die dort abgeleiteten Beziehungen zwischen der Abplattung der Erde und drei in verschiedenen, sonst beliebigen Breiten gemessenen Schwerewerten werden weiter ausgeführt und für den Fall spezialisiert, daß diese drei Breiten 0° , 90° und 45° betragen. Ein numerisches Beispiel, das auf den Werten $g_{0^\circ} = 978,046$, $g_{90^\circ} = 983,232$ und $g_{45^\circ} = 980,632$ beruht, ergibt die Abplattung

$$\frac{a-c}{c} = \frac{1}{256,9}.$$

Der Unterschied dieses Wertes gegen den allgemein anerkannten beruht nicht auf einem Fehler der Theorie, sondern darauf, daß der Berechnung keine direkt gemessenen Werte, sondern solche zugrunde gelegt wurden, die man aus einer Formel mit empirischen Koeffizienten erhalten hat.

K. Jung.

Torahiko Terada and Seiti Yamaguti. On the Effects of Winds on Sea-Level. Jap. Journ. Astron. 4, 35—54, 1926, Nr. 1. Bei Untersuchungen über den Zusammenhang zwischen dem mittleren Wasserstand des Meeres und dem Auftreten von Erdbeben war es notwendig, eine Reduktion des Wasserstandes hinsichtlich der meteorologischen Einflüsse vorzunehmen. Diese Reduktionen und ihre Ergebnisse werden in der vorliegenden Arbeit für die vier Stationen Hauasaki, Aburatabo und Hosima an der Küste des Stillen Ozeans und Wazima an der Japanischen See gegeben. Durchgeführt werden Reduktionen hinsichtlich des Luftdrucks an der Station, des Luftdrucks über dem nördlichen Stillen Ozean (natürlich nur für die drei ersten der genannten Stationen) und des Windes (Luftdruckgradient). Die letzte dieser Reduktionen zerfällt in drei Teile: 1. die „offene Seereduktion“, die im wesentlichen von dem Winkel abhängt, den der Luftdruckgradient mit der Küste bildet, 2. den „lokalen Effekt“, eine ähnliche Reduktion, die die Wirkung des Küstenverlaufs in der Nähe der Station berücksichtigt,

hierzu kommt bei den in langgestreckten Buchten liegenden Stationen eine dritte Reduktion, die den „Aspirationseffekt“ berücksichtigt, einen Einfluß, dessen physikalische Natur noch nicht ganz aufgeklärt ist.

K. Jung.

Alfred Wegener. Die geophysikalischen Grundlagen der Theorie der Kontinentenverschiebung. *Scientia* 41, 103—116, 1927, Nr. 2. Der allgemein verständliche Aufsatz gibt Ausführungen über die Isostasie, die Natur der Tiefseeböden, die Zähigkeit des Erdkörpers und die gegenwärtigen Kontinentalverschiebungen unter Hinweis auf den für die Bestätigung der Kontinentalverschiebungshypothese im großen und ganzen günstigen Stand der geophysikalischen Untersuchungen.

K. Jung.

U. Pesonen. Relative Bestimmungen der Schwerkraft auf den Dreieckspunkten der südfinnischen Triangulation in den Jahren 1924—1925. Veröffentl. d. Finnischen Geodätischen Inst. Nr. 9, Helsinki 1927. Die 129 Seiten lange Veröffentlichung enthält die Ergebnisse von Pendelbeobachtungen auf 35 Stationen in Südfinnland ($\varphi = 59^{\circ} 43' 4''$ bis $60^{\circ} 43' 7''$, $\lambda = 20^{\circ} 3' 2''$ bis $28^{\circ} 43' 8''$, $h = 5,3$ bis $138,5$ m), die Bestimmung des Schwereunterschieds zwischen der Sternwarte und dem Physikalischen Laboratorium und zwischen der alten und der neuen Vergleichsstation in Helsinki, ferner eingehende Angaben über die Apparate, deren Aufstellung, die Beobachtungsmethoden, Konstantenbestimmungen und die bei den Berechnungen verwandten Formeln.

K. Jung.

J. Koenigsberger. Über die Berechnung der Wirkungen von Einlagerungen auf natürliche und künstliche homogene Felder in der Erde. (Probleme der Geothermik, des Erdmagnetismus und der Geoelektrik.) *Gerlands Beitr.* 18, 115—126, 1927, Nr. 1/2. Im Anschluß an Darlegungen von Maxwell wird gezeigt, wie man unter Berücksichtigung der Grenzbedingungen an der Erdoberfläche die mathematischen Ausdrücke für die Wirkung von Einlagerungen (Kugel- oder Rotationsellipsoide) auf ein primäres homogenes Feld der Geothermik und der Geoelektrik einfach auseinander ableiten kann. Als Anwendung der allgemeinen Sätze wird ein Spezialfall, Ablenkung der Stromlinien der Geoelektrik an der Erdoberfläche (Sondenmethode von Schlumberger) durch eine in der Tiefe liegende Kugel und abgeflachtes Rotationsellipsoid betrachtet. Dann wird kurz die Sondenmethode mit der Integralmethode verglichen, und es werden einige Folgerungen für die Praxis gezogen.

Koenigsberger.

A. Born. Beziehungen zwischen Schwerezustand und geologischer Struktur Deutschlands. 60 S., 7 Kartentafeln, 1 große Isanomalienkarte. Leipzig, Max Weg, 1925. Der Verf. hat die bis zur Zeit der Abfassung des Buches veröffentlichten Schweremessungen in Deutschland nach einem eigenen, einheitlichen Verfahren reduziert, so daß auch die totalen Anomalien von Berg- und Talstationen zu verwerten sind, die Ergebnisse in übersichtlichen Karten (teils der Bouguerschen, teils der totalen Anomalien) zusammengestellt und soweit wie möglich für ganz Deutschland und die wichtigsten Teilgebiete geologisch interpretiert. Besonders die Karten bilden ein wichtiges Material für das Ansetzen weiterer geophysikalischer Untersuchungen.

K. Jung.

Th. Niethammer. Beziehungen zwischen Meereshöhen, Nivellementshöhen und Schwerewerten. *Verh. d. naturf. Ges. Basel* 38, 201—212, 1927. Die rein mathematische Arbeit gibt Formeln für die Berechnung des Schlußfehlers trigonometrischer Polygonzüge unter Zuhilfenahme der in den Eckpunkten des Polygons gemessenen Schwerewerte.

K. Jung.

O. Meisser. Der Einfallswinkel des anormalen Luftschalles. ZS. f. Geophys. **3**, 285—292, 1927, Nr. 6. Die von Wiechert und Gutenberg auf Grund von Laufzeitkurven durchgeführten Rechnungen über die Bahn des anormalen Schalles machen Annahmen notwendig, über deren Zulässigkeit nur direkte Messungen des Einfallswinkels entscheiden können. Eine von Angenheister vorgeschlagene Methode, die Ankunft des Schalles in zwei Stationen auf der Spitze und am Fuße eines Berges oder Turmes zu beobachten, ist nicht sehr genau und gibt das Azimut des ankommenden Schallstrahles nicht. Der Verf. hat eine Methode entwickelt, mit drei Stationen Einfallswinkel und Azimut zu messen. Diese Methode ist genauer als die von Angenheister vorgeschlagene. Es werden Registrierkurven und eine Tabelle der Ergebnisse wiedergegeben, die der Verf. gelegentlich von Sprengungen in Jüterbog am 21. und 22. Juli 1927 erhalten hat. Die Messungen sind noch nicht ausreichend, um über die Theorien von Wiechert und Gutenberg zu entscheiden. Die Beobachtungen werden bei Gelegenheit fortgesetzt. *K. Jung.*

Karl Kilchling. Messungen mit der gleichmäßig gedrehten Drehwaage und ein neues Rechenverfahren. ZS. f. Geophys. **3**, 281—285, 1927, Nr. 6. In einer früheren Arbeit (ZS. f. Geophys. 1926, S. 134) hat der Verf. bereits auf die Vorteile einer Drehwaage hingewiesen, die nicht nur in drei Azimuten mißt, sondern ihre Einstellung bei sehr langsamer, möglichst erschütterungsfreier, gleichmäßiger Drehung kontinuierlich registriert. Inzwischen hat der Verf. eine solche Drehwaage konstruiert und Versuchsmessungen im Laboratorium unternommen. Die wiedergegebene Registrierung läßt erkennen, daß trotz der kleinen Unregelmäßigkeiten, die der nicht ideal gleichmäßige Gang des Uhrwerks verursacht, eine hinreichend genaue Auswertung möglich ist. Die Berechnung von Gradient und Krümmungsgröße wird mittels des vom Verf. entwickelten Verfahrens durchgeführt. Die Vermessung einer Station mit einer Zweigehängewaage wird nur zwei Stunden in Anspruch nehmen. *K. Jung.*

A. Defant. Triftströme bei geschichtetem Wasser. ZS. f. Geophys. **3**, 310—313, 1927, Nr. 6. Die Gleichungen für stationäre Ströme im dreidimensionalen Raume lauten:

$$l\varrho v + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad -l\varrho u + \mu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - \frac{\partial p}{\partial y} = 0, \quad g\varrho - \frac{\partial p}{\partial z} = 0$$

(x, y horizontal, z vertikal, $l = 2\omega \sin \varphi$, μ = Reibungskoeffizient). Für geschichtetes Wasser

$$\left(\frac{\partial \varrho}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \varrho}{\partial y} = 0 \right)$$

erhält man hieraus das Gleichungssystem:

$$\frac{\partial^3 u}{\partial z^3} + 2a^2 \frac{\partial v}{\partial z} + nv = 0, \quad \frac{\partial^3 v}{\partial z^3} - 2a^2 \frac{\partial u}{\partial z} - nu = 0,$$

$$\left(2a^2 = \frac{l}{\mu} \cdot \varrho, \quad n = \frac{l}{\mu} \cdot \frac{\partial \varrho}{\partial z} \right).$$

Nimmt man eine Dichtezunahme mit der Tiefe nach der Formel $\varrho = \varrho_0 + \sigma z$ an, wobei σ als klein angesehen wird, so erhält man Lösungen von der Form

$$u = e^{\beta z} \cos \gamma z, \quad v = e^{\beta z} \sin \gamma z.$$

Wenn die X - und die Y -Achse so orientiert sind, daß der die Meeresströmung erzeugende Wind in der Y -Richtung weht, und wenn der von ihm hervorgerufene tangentielle Druck mit T bezeichnet wird, so lautet das Ergebnis:

$$u = V_0 e^{-\frac{1}{2} \frac{d\varrho}{dz}} e^{-az} \cos(c - az), \quad v = V_0 e^{-\frac{1}{2} \frac{d\varrho}{dz}} e^{-az} \sin(c - az),$$

wobei

$$\operatorname{tg} c = \frac{1}{1 + \varepsilon}, \quad \varepsilon = \frac{n}{4a^2}, \quad V_0 = \frac{T}{2\mu a \cos c}$$

ist. Für $d\varrho/dz = 0$ geht die Lösung in das von Ekman gefundene Resultat für homogenes Wasser über. In diesem Falle ist $\varepsilon = 0$, $c = 45^\circ$, die Strömungsrichtung an der Oberfläche ist um 45° gegen die Windrichtung gedreht. Die Schichtung des Wassers bewirkt, daß der Ablenkungswinkel an der Oberfläche den Betrag von 45° nicht erreicht, ferner wird die Geschwindigkeit an der Oberfläche verkleinert und die Abnahme der Geschwindigkeit mit der Tiefe vergrößert. Da σ klein ist, sind diese Wirkungen gering. Die Ableitung der Ergebnisse erfolgte unter der Voraussetzung, daß keine Grenzflächen im Wasser vorhanden sind. Auf geschichtetes Wasser in diesem Sinne sind die Überlegungen nicht ohne weiteres anwendbar.

K. Jung.

Torahiko Terada and Chûji Tsuboi. Experimental Studies on Elastic Waves. (Part 1.) Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 3, 55—65, 1927, Sept. Die Verff. untersuchten die Schwingungen, welche Agar-Agar in einem Gefäß ausführte, wenn eine Scheibe von etwa 1 cm Durchmesser, welche horizontal in die Substanz eingebettet war, 50 bis 100 Schwingungen in der Minute ausführte. Die elastischen Konstanten des Agar-Agar wurden experimentell bestimmt, es waren z. B. für 1,2 % Agar-Agar $E = 2,0 \cdot 10^5$ CGS, die Poissonsche Konstante $\sigma = 0,47$, hiernach theoretisch V (longit.) = 1096 cm/sec, V (transv.) = 261 cm/sec. Beobachtet wurde ein Lichtstrahl, der an einem Spiegel an der Oberfläche des Agar-Agar reflektiert wurde. Auch die Abnahme der Erschütterungen mit der Tiefe wurde untersucht, es ergab sich Abnahme der Amplituden, wie theoretisch bei Oberflächenwellen zu erwarten ist:

Tiefe in cm	0,5	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	Boden: 20,0
Amplitude	100	94,2	70,5	50,0	25,8	13,3	3,0	0,0

Ferner wurden die durch Reflexion an den Wänden entstehenden Wellen bei verschiedenen Perioden festgestellt und schließlich die Bewegung eines Holzstückes untersucht, das in die Substanz hineingesteckt wurde. Bei Beginn der Erschütterung vollführt das Holzstück einige Eigenschwingungen, dann schwingt es mit der erzwungenen Periode, umgekehrt führt es bei Aufhören der Erschütterungen noch einige Eigenschwingungen aus. Die Versuche werden fortgesetzt.

Gutenberg.

Katsutada Sezawa. On the Decay of Waves in Visco-Elastic Solid Bodies. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 3, 43—53, 1927, Sept. Auf rein mathematischem Wege findet der Verf. in Übereinstimmung mit den Beobachtungen, daß jeder noch so scharfe Impuls bei der Fortpflanzung im Laufe der Zeit flache Formen mit wachsender Wellenlänge annimmt.

Gutenberg.

Katsutada Sezawa. Scattering of Elastic Waves and Some allied Problems. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 3, 19—41, 1927, Sept. Der Verf. untersucht unter Benutzung harmonischer Funktionen theoretisch die Wirkung von Hindernissen auf die Fortpflanzung elastischer Wellen. Er benutzt unter anderem Kugeln und Zylinder mit verschiedenartigen Querschnitten. Im all-

gemeinen werden nur die Formeln abgeleitet, die recht kompliziert sind; die wenigen durchgeführten Zahlenrechnungen betreffen Fälle, die für die Praxis keine Bedeutung haben, z. B. daß ein Hohlraum vorhanden ist, dessen Dimensionen groß sind gegenüber der Wellenlänge.

Gutenberg.

Katsutada Sezawa. Dispersion of Elastic Waves propagated on the Surface of Stratified Bodies and on Curved Surfaces. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 3, 1—18, 1927, Sept. Unter Benutzung von Näherungsmethoden untersucht der Verf. die Dispersion von Oberflächenwellen in geschichteten Oberflächen. Für einige Zahlenbeispiele wird die Rechnung für Rayleighwellen durchgeführt; die Ergebnisse entsprechen den weitergehenden europäischen Untersuchungen, die dem Verf. anscheinend unbekannt sind. Im Falle von Rayleighwellen findet er für zwei Schichten mit je konstanten elastischen Eigenschaften, daß die Wellengeschwindigkeit mit der Geschwindigkeit der Rayleighwellen in der oberen Schicht beginnt, dann ansteigt und sich asymptotisch der Geschwindigkeit in der unteren Schicht nähert. Auch andere Voraussetzungen werden gemacht, z. B. wird die Wellengeschwindigkeit auf einer Kugeloberfläche untersucht, wenn ein Kern vorhanden ist, doch haben diese Probleme für die Seismologie zurzeit keine Bedeutung.

Gutenberg.

E. G. Richardson. Recent applications of sound propagation to geophysics and cognate technology. S.-A. Science Progress 1927, S. 254—274, Oktober, Nr. 86. Der Verf. gibt einen Überblick über neuere Arbeiten über a) Schallausbreitung in der oberen Atmosphäre, b) in den unteren Luftschichten (Feststellung von Standorten von Geschützen aus den Ankunftszeiten der Wellen), c) im Meere (Echolot), d) im Erdinnern (geophysikalische Aufschlußmethoden). Über die meisten erwähnten Arbeiten wurde in diesen Ber. bereits referiert.

Gutenberg.

Tachu Naito. Earthquake-proof Construction. Bull. Seism. Soc. Amer. 17, 57—94, 1927, Nr. 2. Der Verf. gibt eine englische Darstellung seiner auf japanisch veröffentlichten Untersuchungen über die Bedingungen für den Bau von Gebäuden, die möglichst große Sicherheit gegen Beschädigung bei Erdbeben gewähren sollen, und einzelne Konstruktionshinweise für derartige Bauten. Besonders wird die Festigkeit des Gerippes untersucht, es werden Einzelheiten über die Befestigung der einzelnen Teile (Träger) untereinander gegeben unter Benutzung von Aufrissen von öffentlichen Bauten in Japan, die nach diesen Grundsätzen errichtet wurden und sich bewährt haben. Zum Schluß macht Verf. noch Angaben über die Eigenperiode der Gebäude, die zwischen 0,4 und 1,2 Sek. schwanken. Es empfiehlt sich, die Eigenperiode möglichst klein zu machen, um Resonanz mit den Erdbebenwellen (Periode meist 1 bis 1½ Sek. bei Nahbeben) zu vermeiden.

Gutenberg.

Carl Störmer. Bemerkungen zu der Arbeit A. Röstads über Nordlichterscheinungen in niederen Breiten. Gerlands Beitr. 16, Nr. 4; 17, 433, 1927, Nr. 4. Im Anschluß an die im Titel genannte Arbeit bemerkt Störmer, er habe in einer früheren Arbeit (Sur les trajectoires des corpuscules électriques dans l'espace sous l'action du magnétisme terrestre, Arch. sc. phys. et nat. 1911/12) bereits auf die Tatsache hingewiesen, daß Nordlichter von den magnetischen Störungen aus der Nordlichtzone in niedere Breiten getrieben werden. In einer weiteren Arbeit (Résultats des mesures photogrammétriques des aurores boreales, Geofys. Publ. 4, Nr. 7, 1926) findet sich Material, dessen Bearbeitung in dieser Hinsicht von Interesse sein könnte.

K. Jung.

François Bèhounek. Recherche sur l'électricité et la radioactivité de l'atmosphère au Spitzberg. Journ. de phys. et le Radium (6) 8, 161—181, 1927, Nr. 4. Verf. hat während der Nordpolexpedition des Luftschiffes „Norge“ von Amundsen, Ellsworth und Nobile in Kingsbay (Spitzbergen) in 79° nördl. Breite eine Reihe von wichtigen atmosphärisch-elektrischen und radioaktiven Messungen durchgeführt: 1. Die Zahl der leichten Ionen und deren mittlere Beweglichkeit ergab sich nach Messungen mittels Ebertaspirator und Mache-vorschaltkondensator zu $n_+ = 644$ (Maximum 1330, Minimum 277), $n_- = 609$ (Maximum 2270, Minimum 200), $k_+ = 0,88$, $k_- = 1,21$ cm/sec: Volt/cm in guter Übereinstimmung mit den bei den Fahrten der Carnegie-Institution über dem Meere erhaltenen Worten. Die angegebenen Zahlen sind als Mittelwerte über die Zeit von 17 Tagen (27. April bis 13. Mai 1926) bei täglich zweimaliger Messung (9 und 21 Uhr) erhalten. 2. Das Potentialgefälle wurde mittels einer sehr rasch wirkenden Poloniumsonde (praktische Ladungszeit 15 Sek.) und Zweifaden-elektrometer ermittelt und auf die Ebene reduziert. Der Mittelwert 191 Volt/m (Extremwerte 465 und 90 Volt/m) ist beträchtlich größer, als man gewöhnlich über dem Meere erhält. 3. Aus den Einzelwerten der mittleren Beweglichkeit und der Ionenzahl wurden auch die entsprechenden Werte der beiden polaren Leitfähigkeiten ermittelt, sowie deren Summe λ , die totale Leitfähigkeit. λ schwankt zwischen $0,68 \cdot 10^{-4}$ und $4,09 \cdot 10^{-4}$, der Mittelwert $1,79 \cdot 10^{-4}$ ist ungefähr von derselben Größe wie in mittleren geographischen Breiten, während K. Hoffmann auf Spitzbergen und A. Wegener auf Grönland fast dreimal so hohe Werte erhalten haben; dagegen sind die von Swann 1914 in der Breite von Spitzbergen beobachteten Leitfähigkeitswerte ungefähr ebenso klein wie die des Verf. 4. Aus den angegebenen Daten berechnet sich als Mittelwert für die normale vertikale Leitungsstromdichte in der Atmosphäre auf Spitzbergen $7,71 \cdot 10^{-7}$ elst. E. pro Quadratcentimeter. 5. Ferner wurde die freie elektrische Raumladung der Atmosphäre nach der direkten Methode von W. Obolensky gemessen. Die wenig zahlreichen Beobachtungen nach dieser Methode zeigen immerhin auch auf Spitzbergen ein Vorwiegen der positiven Raumladungen. Vergleicht man die direkt erhaltenen Werte der Raumladung mit den aus der Differenz der Zahl der positiven und negativen leichten Ionen berechneten Werten, so erkennt man, daß auch in Spitzbergen die Raumladung hauptsächlich von den schwerbeweglichen Ionen abhängt. Der Höchstwert der freien Raumladung war $+ 0,9$ elst. E. pro Kubikmeter. Es läßt sich daraus schließen, daß die Zahl der schwerbeweglichen Ionen jedes Vorzeichens 2000 leicht erreichen kann. 6. Der Emanationsgehalt der Luft wurde indirekt nach dem Prinzip des Gerdienischen Aspirationsverfahrens bestimmt, wobei durch eine sinnreiche Anordnung der Reihe nach vier parallele, auf gemeinsamer Achse drehbar montierte Zylinderkondensatorröhren mit ihren Innenelektroden einzeln entweder während der Aspirationszeit auf $- 1200$ Volt geladen gehalten oder mit einem Wulfschen Zweifadenelektrometer verbunden werden konnten. Bei den gewählten Versuchsbedingungen wurden alle positiv geladenen Radiuminduktionsträger bis zu einer Beweglichkeit von $9 \cdot 10^{-3}$ cm/sec: Volt/cm abgefangen. Umgerechnet auf Curie, entspricht der vom Verf. erhaltene Mittelwert des RaA-Gehalts $11 \cdot 10^{-18}$ Curie pro Kubikcentimeter, also etwa ein Zehntel des über dem Festland gewöhnlich festgestellten mittleren Emanationsgehalts. 7. Versuche, nach der Swannschen Methode (Selbstaufladung eines Metallblocks) die hypothetischen Elektronen von nahezu Lichtgeschwindigkeit nachzuweisen, welche wegen ihrer hohen Geschwindigkeit nicht mehr ionisieren und die Aufrechterhaltung der negativen Erdladung bewirken sollen, verliefen auch auf Spitzbergen negativ, ebenso wie die neuen Versuche von W. F. G. Swann (Journ. Frankl. Inst. 203, 11—34,

1927) in Norwegen; da die letztgenannte Arbeit vom Verf. nicht zitiert wird, ist anzunehmen, daß sie zur Zeit der Abfassung seiner Arbeit ihm nicht bekannt war. Es ist jedenfalls bemerkenswert, daß auch in der Polarzone, wo man noch am ehesten einen stärkeren Zustrom von Elektronen von der Sonne her erwarten konnte (Nordlichtregion), die Versuche ein negatives Ergebnis brachten. Den Schluß der Arbeit bilden theoretische Betrachtungen über die Absorptionsfähigkeit sehr durchdringender Elektronenstrahlen und der Ultragammastrahlen. Verf. glaubt, daß die bestehende Ionisation in der Region des Polarmeeres bei der fast völligen Abwesenheit radioaktiver Substanzen nicht durch Ultragammastrahlung und deren Sekundärstrahlung erklärt werden könne. *V. F. Hess.*

Sam J. Khambata. Radio-Active Products present in the Atmosphere of Bombay. Ind. Journ. of Phys. 2, 25—27, 1927, Nr. 1. Es wird über Drahtaktivierungen in Bombay berichtet, die auf der Terrasse des St. Xaviers College, 25 m über dem Boden, während einer Zeit von ungefähr 20 Monaten ausgeführt worden sind. Kupferdrähte von 0,5 mm Dicke und 11,5 m Länge wurden mit etwa 600 Volt geladen, je zwei Sätze mit kurzer und langer Aktivierungszeit von 40 bis 48 bzw. 1 Stunde wurden erhalten. 56% der mittleren Anfangsaktivität der Drähte bestanden aus Thoriumniederschlägen. Das Verhältnis der Atome der Radium- zur Thoriumemanation betrug etwa 3400, wie allgemein gefunden. Die kurzen Expositionen ergaben die größten Aktivitäten bei SW-Wind im Monat Mai, ferner an wolkenlosen und windigen Tagen. *Werner Kolhörster.*

E. O. Hulburt. Ionisation in the Upper Atmosphere. Nature 120, 187, 1927, Nr. 3014. Die Kurzwellenversuche von Breit und Tuve, Heising, Wagner und Quäck, sowie die Überlegungen von Taylor und dem Verf. haben gezeigt, daß die Zahl der freien Elektronen in der Heavisideschicht bis auf $4 \cdot 10^5$ pro Kubikzentimeter wächst. Die zur wirksamen Reflexion und Refraktion elektrischer Wellen nötige Elektronenzahl von 10^5 wird zu Mittag in etwa 150 km Höhe erreicht, um 2 Uhr nachts aber erst in 300 km; im Winter sind die entsprechenden Höhen bedeutend größer. In 100 km Höhe ist nach Appleton im Juni nachts die Elektronenzahl nur 10^3 . Verf. versucht nun, diese Elektronenzahlen als Folge der ultravioletten Sonnenstrahlung allein zu erklären, wobei natürlich auch die Wiedervereinigung zwischen Elektronen und positiven Ionen und Anlagerung an neutrale Moleküle in Betracht gezogen wird, erstere mit der bekannten gewagten Extrapolation aus der Druckregion von 10 mm auf Drucke von 10^{-2} mm. Man erhält so Kurven für den Anstieg der Elektronenzahl und der Höhe, die mit den oben gegebenen Daten bei Tage gut, bei Nacht jedoch gar nicht stimmen. — Um die Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen zu verbessern, müßte man für Höhen von über 150 km die Luftdrucke 100 bis 1000 mal höher ansetzen bei gleichzeitiger Erhöhung des Partialdruckes des Sauerstoffs. Letztere Annahme würde durch die Identifizierung der Nordlichtlinie mit Sauerstoff ja einigermaßen gestützt werden. Dennoch gelingt es nicht, vollständige Übereinstimmung zu erzielen. Man könnte auch daran denken, daß der Luftdruck mit der Höhe ganz unregelmäßig abnimmt, z. B. daß er nach der bekannten Abnahme innerhalb der ersten 50 km wieder bis 80 oder 100 km etwas zunimmt und erst für noch größere Höhen wieder abnimmt. Oder man verwendet die Hypothese, daß das bei Tage gebildete Ozon bei Nacht sich langsam in Sauerstoff umwandelt, wobei Ionisation eintreten soll (Chapman). Man kann aber auch alle diese etwas gewagten Annahmen beiseite lassen und lieber daran denken, daß außer dem ultravioletten Lichte noch ebenso wichtige Ionisatoren existieren, wie Korpuskularstrahlen von der Sonne und

Ultrammastrahlung (Höhenstrahlung). Die ultraviolette Sonnenstrahlung allein reicht nicht zur Erklärung der beobachteten Erscheinungen aus. *V. F. Hess.*

E. V. Appleton. The Existence of more than one Ionised Layer in the Upper Atmosphere. *Nature* **120**, 330, 1927, Nr. 3018. Verf. hat mit M. A. F. Barnett und J. A. Ratcliffe mit Welle 400 m zahlreiche Bestimmungen der Höhe der Kennelly-Heaviside-Schicht ausgeführt. Im Sommer 1926 betrug bei Nacht die Höhe dieser „reflektierenden“ Schicht 90 bis 130 km. Während der Zeit von Oktober 1926 bis Mai 1927 dagegen wurden in tiefer Nacht stets sehr viel größere Höhen, etwa 250 bis 350 km gemessen, und zwar während der drei Stunden vor der Morgendämmerung; 30 bis 40 Minuten vor Sonnenaufgang findet dann ziemlich rasch eine Änderung der Höhenlage der reflektierenden Schicht auf etwa 100 km statt. Nach diesen Beobachtungen scheint es, als ob in tiefer Nacht, einige Stunden vor Morgendämmerung, die Ionisation in der normalen Region der sonst gut leitenden Luftschichten durch Wiedervereinigung der Ionen schon so weit gesunken ist, daß die Wellen der genannten Frequenz sie schon zu durchdringen vermögen und erst in der Höhe von 300 km wieder auf eine genügend stark ionisierte Schicht treffen, die die Wellen zu reflektieren vermag. Sobald aber die Sonnenstrahlen die Schichten bis zu 100 km beleuchten, wird die Ionisation dort wieder genügend stark, um die Abbiegung der Wellenstrahlen schon in 100 km Höhe zu veranlassen. Bei weiterem Fortschreiten des Tages wird dann noch unterhalb der normalen Kennelly-Heaviside-Schicht eine ionisierte Schicht erzeugt, welche wohl die Wellenausbreitung schwächt, aber keinen wesentlichen Einfluß auf die Höhe hat, in der die Wellenstrahlen ihre Ablenkung erfahren. Verf. weist auf die Möglichkeit hin, die Eigenschaften beider Schichten, sowohl der ganz hohen als auch der normalen Kennelly-Heaviside-Schicht gleichzeitig zu studieren, wenn man zwischen zwei Stationen mit Wellen von sehr verschiedener Länge arbeitet. Die ganz kurzen Wellen, deren Ablenkung erst durch Schichten mit viel höherer Elektronenkonzentration veranlaßt wird, würden zu allen Tag- und Nachtstunden erst in der ganz hohen Schicht abgebogen werden, während mittlere Wellen bei Tage und am Abend an der normalen Kennelly-Heaviside-Schicht reflektiert werden. *V. F. Hess.*

Georges-Henri Huber. Influence des surfaces de discontinuité atmosphériques sur la propagation des ondes courtes. *C. R.* **185**, 934—936, 1927, Nr. 19. Während seiner Reise nach Norwegen und Island sandte der Aviso *Ville-d'Ys* sechsmal am Tage mit 65- und 24-m-Welle. Beobachtet wurde in Paris und anderen Land- und Küstenstationen. Ergebnis: Atmosphärische Sprungschichten, wie sie besonders stark an der Polarfront auftreten, bieten den kurzen Wellen ein Hindernis. Die Sendung einer Stelle, die sich innerhalb des spitzen Winkels befindet, den eine Sprungschicht mit der Erdoberfläche bildet, wird meist weniger beeinflusst als ihr Empfang. Es wurde gefunden, daß eine derartige Welle keine Station jenseits der Sprungschicht empfangt, während sie selbst von diesen gehört werden konnte. Der Einfluß einer Sprungschicht scheint um so stärker zu sein, je näher sie einer Station benachbart liegt. *F. A. Fischer.*

F. Michelssen. Über die Peilbarkeit kurzer Wellen auf See bei Tag und Nacht (Rahmenpeiler). *S.-A. Tel.-Ztg.* 1927, S. 1—4, Nr. 45/46, April/Juli. Es wird über die im Sommer 1926 von Telefunken und der Reichsmarine gemeinsam vorgenommenen Kurzwellenpeilveruche über See berichtet. Gepeilt wurden die Wellen 30, 43, 58 und 82 m mit einem Rahmenpeiler mit Hilfsantenne. Die Versuche zeigten, daß die Oberflächenwelle, die allein rechts-

weisende Peilungen liefert, auf See erheblich weiter reicht als auf Land. Die Raumstrahlung, die das Minimum breit und verwaschen macht, wurde nachts in wesentlich kürzeren Entfernungen vom Sender beobachtet als am Tage. Nur auf Entfernungen unter 10 Seemeilen konnten bei Tage und Nacht scharfe Peilungen erhalten werden.

F. A. Fischer.

P. Duckert. Über den Einfluß der Atmosphäre und ihrer jeweiligen Zustände auf die Radiopeilung. Mitt. Aeron. Obs. Lindenberg 1927, S. 123—127. Es sind Peilungen über Land im Bereich von 250 bis 2000 m Wellenlänge gemacht worden. Verf. macht für das Wandern der Peilrichtung in diesem Wellenbereich die untersten Atmosphärenschichten verantwortlich. Nach seinen Beobachtungen treten Wanderungen der Peilrichtung stets dann auf, wenn am Boden oder in nächster Nähe desselben eine Temperaturinversion mit nach oben zunehmender oder mindestens gleichbleibender spezifischer Feuchtigkeit vorhanden ist. Auch die Schwankungen in den Dämmerungszeiten sollen von einer derartigen Inversion verursacht sein.

F. A. Fischer.

V. F. Hess. Atmospheric Electricity. Nature 120, 263, 1927, Nr. 3016.

C. Chree. Ebenda S. 263. Verf. verteidigt die in seinem Buche gebrauchte Bezeichnung Kennelly-Heaviside-Schicht gegen eine Kritik von seiten Chrees. Ferner wird eine Kritik Chrees über die Zuverlässigkeit der Ionenzahlen der Atmosphäre widerlegt. Chree erwidert, daß es vielleicht das beste wäre, die leitende Schicht überhaupt nicht mit einem Forschernamen zu bezeichnen. Die weitgehenden Schlüsse, die Swann an seine Feststellung der Mängel des Ebertschen Apparats knüpft, scheinen Chree ebenfalls übertrieben.

Güntherschulze.

E. A. Owen and H. I. Jones. Potentials during the Solar Eclipse. Nature 120, 120, 1927, Nr. 3012. In Bangor (Wales) wurde während der Sonnenfinsternis am 29. Juni 1927 eine Veränderung des 215 cm über dem Boden mit einem Wassertropfer gemessenen Potentials von positiven zu negativen Werten gemessen, wahrscheinlich verursacht durch einen gleichzeitig fallenden starken Regen.

Wigand.

Carl Störmer. An Effect of Sunlight on the Altitude of Aurora Rays. Nature 120, 329—330, 1927, Nr. 3018. Verf. hat durch Beobachtungen auf den norwegischen Stationen Bygdö und Oscarsborg bzw. durch Sichtung auch seiner älteren Beobachtungen von 1911 bis 1922 gefunden, daß die Nordlichterscheinungen, die sich in den sehr großen Höhen von 400 bis 800 km und vielleicht noch darüber hinaus abspielen, stets zu Zeiten auftreten, in denen diese Höhen noch von direktem Sonnenlicht getroffen sind. Besonders deutlich wird dies auch in einem Diagramm veranschaulicht, das die gesamte Höhererstreckung der jeweiligen Nordlichterscheinung und die gleichzeitige untere Höhengrenze der Sonnenstrahlung in der Atmosphäre darstellt: Abends und in den ersten Morgenstunden, wenn diese Grenze auf 200 bis 300 km herabreicht, rücken die Nordlichter viel höher (bis 800 km) hinauf als in tiefer Nacht. Die höchsten Nordlichtstrahlen zeigen bei spektroskopischer Untersuchung hauptsächlich Linien im Blau und Violett, während die eigentliche Nordlichtlinie geringe Intensität hat. Es scheint, als ob die Lichterscheinung, welche primär durch die das Nordlicht hervorrufenden Korpuskularstrahlen bewirkt wird, infolge der Sonnenstrahlung bis in viel größere Höhen erkennbar gemacht wird als gewöhnlich. Zur Ionisation der Korpuskularstrahlen kommt eben in diesen höchsten Schichten dann noch die Ionisation der ultravioletten Sonnenstrahlen, und beide zusammen

machen auch die Lichterscheinung noch in Höhen erkennbar, in welchen die Ionisation der Nordlichtstrahlen allein nicht mehr zur Lichtemission ausreicht.

V. F. Hess.

Greenleaf W. Pickard. The correlation of radio reception with solar activity and terrestrial magnetism. II. Proc. Inst. Radio Eng. 15, 749—766, 1927, Nr. 9. Behandelt Beziehungen der Empfangsstärke und erdmagnetischen Aktivität zur 27,3tägigen Periode der Sonnenrotation. Für einzelne Sonnenflecken besteht keine klare Abhängigkeit der terrestrischen Vorgänge; diese ergibt sich erst, wenn Fleckenzahlen, erdmagnetische Aktivität und Empfangsstärke über mehrere 27tägige Perioden gemittelt werden. Hohe Fleckenzahlen erhöhen die erdmagnetische Aktivität, verbessern den Tagempfang langer Wellen (Nauen in Amerika gehört) und verschlechtern den Nachtempfang, von Rundfunkwellen. Atmosphärische Störungen auf Rundfunkwellen (nachts) verlaufen entgegengesetzt wie die Empfangsstärke, sind also häufiger bei hohen Fleckenzahlen. Beim Tagempfang langer Wellen verhalten sich Empfangsstärke und Störungen ebenfalls entgegengesetzt, aber weniger deutlich. — Der jährliche Gang der Tagesempfangsstärke zeigt, im Mittel aus acht Jahren, deutlich zwei Maxima zur Zeit der Frühlings- und Herbstäquinoktien, parallel zur bekannten doppelten jährlichen Welle der erdmagnetischen Aktivität. Am Schluß Tabellen der Empfangsstärke und Sonnenfleckenzahlen.

Barfels.

J. Keränen und H. Odelsjö. Magnetic Measurements in the Baltic Sea. Kungl. Sjökarteverket Stockholm, Jordmagnetiska Publ. Nr. 5 und 6. Stockholm und Helsingfors 1926 und 1927. Erdmagnetische Messungen in der Ostsee auf der eisenfreien esthnischen Jacht „Cecilie“ in den Jahren 1925 und 1926. Karten für *D*, *H*, *Z* des gestörten Gebiets Südquarken (westlich und südlich der Alandsinseln).

Barfels.

W. Heine. Die Bestandteile des magnetischen Feldes bei geophysikalischen Bodenuntersuchungen mit Wechselstrom und seine Beeinflussung durch leitende Einlagerungen. ZS. f. Geophys. 3, 293—307, 1927, Nr. 6. Neben der elektrischen Bodenuntersuchung durch Bestimmung des Verlaufs der Potentiallinien gewinnt die Methode der Ausmessung des von einem in den Boden geschickten Wechselstrom erzeugten Magnetfeldes mehr und mehr an Bedeutung. Man kann Richtung und Intensität des Magnetfeldes bestimmen. Die Richtungsbestimmung ist jedoch wichtiger und wird in der vorliegenden Arbeit allein näher ausgeführt. Im Unterschied zu der Potentiallinienmethode, bei der es nur auf das Feld zwischen den Sonden ankommt, wirkt bei der Magnetfeldmethode der ganze Stromkreis, vor allem darf die Einwirkung der Zuleitungen nicht übersehen werden. Wie im ersten Teil ausgeführt wird, ist das Magnetfeld in der Hauptsache zusammengesetzt aus dem des Zuleitungsstromes, dem des Stromes im homogenen Boden und dem, das durch die Einwirkung gut leitender Einbettungen auf den letzteren hervorgerufen ist. Diese drei Magnetfelder können unter zulässigen vereinfachenden Annahmen berechnet werden. Die Berechnung wird durchgeführt für gangförmige Einbettungen, die in der Stromrichtung streichen. Es wird vorausgesetzt, daß die Zuleitung in der gleichen Richtung erfolgt. Einige Figuren führen die Wirkung solcher verschieden geneigter und verschieden tiefer Einbettungen auf die Richtung des Magnetfeldes vor Augen, auch ist an einem dieser Beispiele die Wirkung der Zuleitung besonders ersichtlich gemacht. Unter Hinweis auf andere Arbeiten des Verf. wird im zweiten Teil die Vernachlässigung der zwischen den einzelnen Stromfäden des Bodenstromes und zwischen Bodenstrom und Zuleitung auf-

tretenden Phasenverschiebungen gerechtfertigt. Der dritte Teil behandelt qualitativ das von der Leitung im Boden induzierte Wirbelfeld. In der Nähe der Leitung kann es nicht vernachlässigt werden, auch ist der Weg der Zuleitung nicht gleichgültig. *K. Jung.*

H. Deslandres. Loi de distribution des orages magnétiques et de leurs éléments. Conséquences à en tirer sur la constitution du Soleil. C. R. 185, 626—630, 1927, Nr. 14. Druckfehlerberichtigung. Ebenda S. 802, Nr. 16. Die von einem tiefer liegenden Eruptionsherd der Sonne ausgeschleuderten Teilchen werden entsprechend ihren Geschwindigkeiten durch das magnetische Feld der Sonne mehr oder weniger von der geradlinigen Bahn abgelenkt, erreichen mithin nacheinander die Erde und verursachen so die einzelnen Vorgänge einer großen magnetischen Störung, die um so stärker ist, je kürzer die Lebensdauer des Herdes ist. Die oberflächlichen Aktionszentren, die Flecken, geben ihren großen Vorrat an Energie nur langsam ab und rufen die kleineren unregelmäßigen Schwankungen hervor. — Die Entstehung eines Paares ungleich polarisierter Flecken wird dadurch erklärt, daß die α - und β -Teilchen, die von einem nach allen Seiten strahlenden Herde zur Sonne hin geschleudert werden, infolge ihrer verschiedenen Reichweite sich an verschiedenen Stellen anhäufen, ihre Energie in Rotationsenergie umwandeln und so zwei Wirbel mit entgegengesetztem Drehsinn erzeugen. *R. Bock.*

L. Vegard. The origin of the red colour of the aurora of January 26, 1926. Avh. Oslo 1926, Nr. 2, 5 S. Zu der genannten Zeit zeigte sich bis nach Süddeutschland hin ein Nordlicht von ganz auffallend intensiv roter Farbe. Es gelang dem Verf., das Spektrum dieses Nordlichtes zu photographieren. Es zeigte sich eine ziemlich schmale intensive Linie bei 6322,4 Å. Verf. fand nun, daß, wenn kleine Stickstoffpartikelchen, die in eine Schicht festen Edelgases eingebettet sind, angeregt werden, eine N-Bande zu dieser schmalen Linie sich umbildet. Die Untersuchung der Lumineszenzspektren fester Gase hat gezeigt, daß diese eine starke Tendenz haben, in Schwingungen zu geraten, die die emittierten Frequenzen ändern. Eine derartige Ursache nimmt der Verf. auch für den vorliegenden Fall an. *Güntherschulze.*

I. I. Tichanowsky. Die Bestimmung des optischen Anisotropiekoeffizienten der Luftmoleküle durch Messungen der Himmelspolarisation. Phys. ZS. 28, 252—260, 1927, Nr. 7. Die Polarisation p des senkrecht von anisotropen Molekeln eines Gases diffundierten Lichtes ist bekanntlich unvollständig (s. Strutt, Cabannes u. a.), indem die zweite, zu der durch einfallenden und zerstreuten Strahl gelegten Ebene — stehende Komponente durch die Anisotropie bedingt ist. Verf. verallgemeinert nun durch Mitberücksichtigung der sekundären Diffusion die Theorie von Cabannes und vergleicht die von ihm für die Sonnenhöhe von 0° gefundene Zenitpolarisation (möglichster Ausschluß der durch die Reflexion an der Erdoberfläche herbeigeführten Störung) mit den für die reine Atmosphäre (nur Gasmolekel) berechneten p -Werten. Seine Endformel lautet:

$$p = \frac{6 - 13a + 7a^2 + \frac{6\pi^3(n_0^2 - 1)^2 \cdot h \cdot H}{\lambda^4 \cdot L_0 \cdot H_0} \cdot (1,725 - 3,449a + 1,725a^2)}{6 - a - 7a^2 + \frac{6\pi^3(n_0^2 - 1)^2 \cdot h \cdot H}{\lambda^4 \cdot L_0 \cdot H_0} \cdot (3,105 + 7,179a + 0,161a^2)},$$

wo a den optischen Anisotropiekoeffizienten, n_0 den Brechungskoeffizienten der Luft unter normalen Druck- und Temperaturverhältnissen, L_0 die Molekelzahl in der Volumeneinheit unter den nämlichen Verhältnissen, wo h die Höhe der homogenen Atmosphäre, H den atmosphärischen Druck an der für die berechnete Lichtzerstreuung in Frage kommenden Stelle und H_0 den normalen Druck (760 mm) bedeutet. Durch Gleichsetzung von H und H_0 und nach Einführung der für a , n_0^2 , h , L_0 geltenden Werte erhält Verf.

$$p = \frac{5,442 + 3,015 \cdot 10^{-18} \cdot \lambda^{-4}}{5,942 + 6,545 \cdot 10^{-18} \cdot \lambda^{-4}}.$$

Indem er das p für Rot gleich 100 setzt, findet er folgende Vergleichswerte:

	Polarisation im		
	Rot	Grün	Blau
Beobachtet	100	97,3	93,7
Berechnet	100	96,2	90,6

Die Divergenz zwischen den beobachteten und berechneten Werten würde nach Verf. völlig durch die bei der Beobachtung vorhandene atmosphärische Unreinheit erklärt werden können, indem die großen Partikeln eine Dispersion im entgegengesetzten Sinne (Abnahme von p mit Zunahme von λ) bewirken sollen.

Chr. Jensen.

J. J. Tichanowsky. Theorie der Lichtzerstreuung in der Erdatmosphäre. Phys. ZS. 28, 680—688, 1927, Nr. 20. In einer früheren Arbeit (vgl. vorst. Ref.) hatte Verf. unter Berücksichtigung der primären und sekundären Diffusion eine Verallgemeinerung der die Anisotropie der Gasmolekel berücksichtigenden Rayleigh-Cabannesschen Theorie der Lichtzerstreuung gegeben und sie, um die Wirkung der Lichtreflexion an der Erdoberfläche möglichst ausschalten zu können, unter Voraussetzung völlig reiner Atmosphäre für die Berechnung der Polarisationsgröße im Zenit bei Horizontstellung der Sonne benutzt. Hier geht Verf. noch einen Schritt weiter, indem er die Lichtdiffusion an der Erdoberfläche berücksichtigt und die Betrachtung allgemein auf die Polarisierung im Sonnenvertikal ausdehnt. Für die Polarisationsgröße (p) im Sonnenvertikal findet er:

$$(1-a)\sin^2\varphi + \frac{6\pi^2(n_0^2-1)^2}{\lambda^4 L_0(6-7a)} \cdot h \cdot \frac{H_e}{H_0} (K_1-K_2) - \mu \frac{\sin\alpha}{8h} (F_1-2F_2)\cos^2(\varphi+\alpha)$$

$$(1+a)\sin^2\varphi + 2\cos^2\varphi + \frac{6\pi^2(n_0^2-1)h}{\lambda^4 \cdot L_0(6-7a)} \cdot \frac{H_e}{H_0} (K_1+K_2) + \mu \frac{\sin\alpha}{8h} [2(F_1+F_2) + (F_1-2F_2)\cos^2(\varphi+\alpha)]$$

Hier bedeutet a den optischen Koeffizient für die Molekülanisotropie (Durchschnittswert für die Atmosphäre), φ den Winkel zwischen Sonne und anvisiertem Punkt, α die Sonnenhöhe, λ die Wellenlänge, n_0 den Brechungsindex der Luft bei normalen Temperatur- und Druckverhältnissen, h die Höhe der homogenen Atmosphäre, H_e den atmosphärischen Druck an der Erdoberfläche, H_0 den normalen atmosphärischen Druck (760 mm), L_0 die Zahl der Luftmolekeln pro Kubikzentimeter für die Temperatur Null und normalen Druck und μ die Albedo der Erdoberfläche

$$F_1 = \frac{H_0}{H_b} \cdot \frac{1}{\varphi_0} \int_{z_0}^{\text{Grenze der Atmosphäre}} dz \log \left(1 + \frac{\varphi_0^2}{z_0^2} \right) dz,$$

wo H_b = dem atmosphärischen Druck am Beobachtungspunkt, e_0 = demjenigen e (Entfernung zwischen dem an der Erdoberfläche diffundierenden Punkte und dem Nadir des anvisierten Punktes), bei welchem das durch die Erdoberfläche zerstreute Sonnenlicht im Beobachtungspunkt schon praktisch unmerklich ist, z_0 = der Standhöhe des Polarimeters über der Erdoberfläche, z = dem Abstand des anvisierten Punktes von der Erdoberfläche, ϑ_z = der Luftdichte in der Höhe z und ϑ_0 = der Luftdichte bei der Temperatur 0° und 760 mm Druck ist.

$$F_2 = \frac{H_0}{H_b} \cdot \frac{1}{\vartheta_0} \int_{z_0}^{\text{Grenze der Atmosphäre}} \vartheta_z \cdot \frac{e_0^3}{z^2 + e_0^2} \cdot dz.$$

Für bestimmte Fälle ($H_e = 760$ und 660 mm) berechnet Verf. für drei verschiedene λ das p , wobei er eine Zunahme der maximalen Polarisation bei Sonnenhöhe 0° mit Zunahme der Orthshöhe über dem Meeresniveau findet. Dies Ergebnis scheint aber durch die bisherigen Beobachtungen keine Stütze zu finden. Andererseits macht Verf. darauf aufmerksam, daß seine frühere — allerdings von vornherein wenig wahrscheinliche — Annahme, daß bei Berücksichtigung der zweimaligen Diffusion das p beim Hinaufsteigen über die Erdoberfläche abnehmen müsse, durch seine Formel nicht bestätigt wird. Er kommt weiter zu dem Ergebnis, daß die Berücksichtigung des von der Erdoberfläche reflektierten Lichtes (die Quantität des von einem Element der Erdoberfläche zerstreuten Lichtes als von der Richtung unabhängig angenommen) eine völlige quantitative Erklärung der beobachteten Abhängigkeit der maximalen Polarisation von der Sonnenhöhe h (Abnahme von p mit h) gibt. Dabei ist zu bemerken, daß die Theorie auf völlig reine Atmosphäre zugeschnitten ist, und daß sich Verf. selber an anderer Stelle (Meteorol. ZS. 1924, S. 356ff.; 1926, S. 326) zu der auch vom Ref. vertretenen Ansicht bekannt hat, wonach sich mit Zunahme von h der Punkt maximaler Polarisation dem Horizont nähert, wodurch der Einfluß der niederen, verhältnismäßig viele größere Teilchen enthaltenden Luftschichten auf die Lichtzerstreuung in der Visierrichtung vergrößert, und wonach auch der Tagesgang des atmosphärischen Staubgehalts dabei eine nicht zu unterschätzende Rolle spielt.

Chr. Jensen.

H. Jeffreys. On the Earth's Thermal History and some related Geological Problems. Gerlands Beitr. 18, 1—29, 1927, Nr. 1/2. *Scheel.*

Konrad Büttner, gemeinsam mit **Werner Feld**. Die Abhängigkeit der Höhenstrahlungsschwankungen von der Sternzeit. ZS. f. Phys. 45, 588—600, 1927, Nr. 7/8. Verff. berichten zusammenfassend über die bisherigen Beobachtungen der täglichen Periode des Höhenstrahlung und kommt zu dem Schluß, daß in größeren Höhen die Extreme mit der Sternzeit eintreten und daß die bisherigen Ergebnisse eher für als gegen die Existenz der Periode sprechen. Die Amplitude der Schwankungen nimmt mit wachsender Luftmasse ab. Als Barometereffekt ergeben sich — 0,6 % auf 1 mm Hg Druckänderung. Über die Abhängigkeit der Reststrahlung von der verwendeten Spannung sowie über die möglichen Fehler bei den Beobachtungen werden Angaben gemacht.

Werner Kolhörster.

Geophysikalische Berichte.

Müller-Pouillet's Lehrbuch der Physik. 11. Aufl. Fünfter Band. Zweite Hälfte. Physik des Kosmos (einschließlich Relativitätstheorie), herausgegeben von August Kopff. Mit 139 Figuren im Text und 14 Tafeln. XII u. 596 S. Braunschweig. Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., 1928. Inhalt: Astronomische und physikalische Grundbegriffe von P. ten Bruggencate und H. Kienle. Die astronomischen Instrumente und Beobachtungsmethoden von J. Hopmann. Der Stern als strahlender Gasball von P. ten Bruggencate und H. Kienle. Die Sonne von R. Emden. Die Weltkörper des Sonnensystems von K. Graff. Der einzelne Stern von Carl Wirtz. Doppelsterne und Veränderliche von J. Hellerich. Sternhaufen und Nebel von E. von der Pahlen. Das Sternsystem von A. Kopff. Probleme der Kosmogenie von Hans Kienle. Relativitätstheorie von A. Kopff. *Scheel.*

Johannes Olsen. Magnetisk Observatorium Godhavn. Fysisk Tidsskr. 25, 114—128, 1927, Nr. 4/5.

E. Brennecke. Die Aufgaben und Arbeiten des Geodätischen Instituts in Potsdam in der Zeit nach dem Weltkriege. Vortrag auf der 31. Tagung des Deutschen Vereins für Vermessungswesen vom 13. bis 16. August 1927 in München, gehalten am 15. August. S.-A. ZS. f. Verm. 1927, Nr. 23 u. 24, 37 S. *Scheel.*

J. Bartels. Veranschaulichung beobachteter Perioden und ihrer Genauigkeit. ZS. f. Geophys. 3, 389—397, 1927, Nr. 8. Um geophysikalische Perioden gleicher Länge zu veranschaulichen und zu vergleichen, ist eine einfache Form des Vektordiagramms zweckmäßig, bei der Amplitude und Eintrittszeit des Maximums zugleich dargestellt werden. Die Anwendung dieser „Periodenuhr“ wird an mehreren Beispielen besprochen. Zur Abschätzung der Fehler beobachteter Perioden werden Formeln angegeben, die der wahrscheinlichkeitstheoretischen Behandlung der Summe beliebig gerichteter ebener Vektoren entsprechen. Die Ungenauigkeit wird graphisch durch den wahrscheinlichen Fehlerkreis dargestellt. *J. Bartels.*

Benjamin Boss. On the Variable Rotation of the Earth. Astronom. Journ. 38, 1—7, 1927, Nr. 1. An Hand von Zahlenmaterial wird gezeigt, daß die säkulare Änderung der Rotationsgeschwindigkeit der Erde als reell anzusehen ist. Ferner wird das Vorhandensein von kurzen Perioden untersucht. Die Sternbeobachtungen zeigen eine jährliche Periode. Diese kann reell oder durch eine sonnentägliche Periode in der Rotation der Erde vorgetauscht sein. Ist letzteres der Fall, so muß auf analoge Weise bei Mondbeobachtungen eine Periode von der Länge eines siderischen Monats vorgetauscht werden. Die Mondbeobachtungen zeigen eine solche Periode sehr deutlich, und es muß somit auf das Vorhandensein der sonnentäglichen Periode in der Rotationsgeschwindigkeit der Erde geschlossen werden. Die nach mittlerer Sonnenzeit angeordneten Mondbeobachtungen bestätigen die sonnentägliche Periode. *K. Jung.*

Walter D. Lambert. La figure de la Terre et le nouvelle ellipsoïde de référence international. Bull. géodésique de la section de géodésie de l'union géodésique et géophysique intern. 1926, Nr. 10, 19 S. Die geodätische Sektion der Union géodésique et géophysique internationale hat für alle künftigen Untersuchungen über die Figur der Erde das „Hayfordsche“ Ellipsoid mit der großen

Achse $a = 6378,388$ km und der Abplattung $\alpha = 1:297$ als erste Annäherung empfohlen. In der vorliegenden Arbeit wird erörtert, wieweit dieses Ellipsoid die wirkliche Figur der Erde darzustellen vermag. Sodann folgt eine Zusammenstellung der wichtigsten aus a und α zu berechnenden Konstanten (größte und kleinste Achse, Oberfläche, Volumen, Masse usw.). Schließlich wird die Frage aufgeworfen, warum die Beobachtung des Mondes zu anderen Werten der Abplattung (etwa $1:294$) führt. Die Ursache wird in der ungenügenden Kenntnis der Figur des Mondes vermutet.

K. Jung.

Karl Oltay. Die Genauigkeit der Lotabweichungsbestimmungen mit der Eötvöschschen Drehwaage. Geodät. Arbeiten der Baron R. v. Eötvöschs geophysischen Forschungen II, Budapest 1927, X u. 80 S. Der Verf. hat in den Jahren 1908 und 1909 im Arader Gebiet astronomisch-geodätische Messungen zur Bestimmung der Lotabweichung ausgeführt, um die von Eötvös mit der Drehwaage ausgeführten Lotabweichungsmessungen auf ihre Genauigkeit zu prüfen, und bringt nun genaue Angaben über die Beobachtungsdaten, Berechnungen und Ergebnisse. Es zeigt sich, daß zwischen den Drehwaagebeobachtungen und den astronomisch-geodätischen Messungen eine Übereinstimmung bis auf etwa $\pm 0,2''$ besteht.

K. Jung.

A. Born. Die Schwereverhältnisse auf dem Meere auf Grund der Pendelmessungen von Prof. Vening Meinesz. ZS.f. Geophys. 3, 400—410, 1927, Nr. 8. Vortrag auf der Versammlung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Frankfurt a. M. im September 1927. Die Schweremessungen, die Vening Meinesz im Jahre 1926 auf dem Atlantischen und dem Pazifischen Ozean ausgeführt hat, werden unter geologischen Gesichtspunkten diskutiert. Auf dem offenen Meere zeigen sich nur ganz geringe Schwerestörungen, während die Randgebiete, Vulkaninseln, die atlantische Schwelle usw. solche Schwerestörungen aufweisen, wie sie sich nach der geologischen Struktur der betreffenden Gebiete erwarten lassen.

K. Jung.

Resolution on gravity at sea. Bull. Nat. Res. Council. 11, 21—22, 1926. Part 2, Nr. 56. Resolution betreffend die Anerkennung der Leistungen Vening Meinesz', die Förderung seiner Pläne und die Ergänzung seiner Messungen durch Schweremessungen im Unterseeboot längs der Küste der Vereinigten Staaten.

K. Jung.

Th. Niethammer. Zur Theorie der isostatischen Reduktion der Schwerebeschleunigung. (Zweite Mitteilung.) Verh. d. naturf. Ges. Basel 37, 219—234, 1925/26. Bei einer früheren unter gleichem Titel erschienenen Abhandlung hatte der Verf. bei der Berechnung der isostatischen Reduktion der Schwerebeschleunigung für die Berücksichtigung von Massen in mehr als 200 km Entfernung Formeln angegeben, welche voraussetzten, daß die Schwerestation im Meeresniveau liege, und daß keine Änderung der Ergebnisse dadurch hervorgerufen würde, daß man sich diese Massen auf das Meeresniveau kondensiert denkt. Der Verf. schätzt nunmehr den durch diese beiden Vereinfachungen bewirkten Fehler ab und gibt Näherungsformeln zu seiner Berücksichtigung an. Er beträgt bei Stationshöhen unter 1000 m bei einer Meerestiefe von 6000 m in der stationsnächsten Zone 11 (über 200 km) bis $-0,00037$ cm sec⁻², andererseits bis $-0,00016$ cm sec⁻² bei einer Erhebung von 4000 m.

Gutenberg.

A. Prey. Neue Formeln zur Isostasie. ZS.f. Geophys. 3, 369—370, 1927, Nr. 7. Kurzer Auszug aus dem auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen

Gesellschaft in Frankfurt a. M. gehaltenen Vortrag. Der Inhalt ist derselbe wie der der unter dem gleichen Titel in Gerlands Beitr. 18, Heft 3 erschienenen ausführlicheren Arbeit.

K. Jung.

Heinrich Jung. Über die Prüfung der Isostasie durch Schwermessungen. ZS. f. Geophys. 3, 381—388, 1927, Nr. 8. Eine kürzere Abfassung der unter dem gleichen Titel in dem Jubiläumsband der Ges. z. Beförd. d. ges. Naturwiss., Marburg, 62, 7. Heft und der unter dem Titel „Die Reduktion der Schwerebeschleunigung und die Lehre von der Isostasie“ in der Phys. ZS. 1927, S. 377ff. erschienenen Arbeit desselben Verf. Siehe auch diese Ber. 8, 1854, 1927. *K. Jung.*

Teodor Schlomka. Über die Abhängigkeit der Schwerkraft vom Zwischenmedium. ZS. f. Geophys. 3, 397—400, 1927, Nr. 8. Vortrag auf der Versammlung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft zu Frankfurt a. M. im September 1927. Bericht über Versuche mit der Drehwaage, die eine Abhängigkeit der Schwerkraft vom Zwischenmedium zu zeigen scheinen.

K. Jung.

H. v. Ihering. Die Verschiebungstheorie der Kontinente und die Bildung des süd- und mittelatlantischen Beckens. Gerlands Beitr. 18, 266—280, 1927, Nr. 3. Aus paläogeographischen Betrachtungen wird geschlossen, daß sich der Süd- und Mittelatlantische Ozean nicht nach der Wegenerschen Theorie der Kontinentalverschiebung, auch nicht nach der von Gutenberg gegebenen Modifikation der Fließtheorie gebildet haben kann. Der Verf. vertritt seine „Brückentheorie“, derzufolge ehemals ein Erdteil „Archhelenis“ an Stelle des Südatlantischen Ozeans bestanden hat. Reste dieses eingebrochenen Kontinents werden von St. Helena und den anderen Inseln des Südatlantischen Ozeans gebildet.

K. Jung.

B. Gutenberg. Die Veränderungen der Erdkruste durch Fließbewegungen. II. Gerlands Beitr. 18, 281—291, 1927, Nr. 3. Als Antwort auf die in dem gleichen Heft erschienene Arbeit H. v. Iherings (vgl. vorst. Ref.) zeigt der Verf., daß die von ihm unter der Bezeichnung „Fließtheorie“ modifizierte Wegenersche Hypothese wohl imstande ist, die paläogeographischen Ergebnisse über Tier- und Pflanzenwelt früherer geologischer Zeiten zu erklären. Vor der Brückentheorie v. Iherings hat die Fließtheorie voraus, daß sie die physikalisch einleuchtenden Isostasiebedingungen erfüllt.

K. Jung.

B. Gutenberg. Der Aufbau der Erdkruste. ZS. f. Geophys. 3, 371—377, 1927, Nr. 7. Aus den Laufzeitdifferenzen und Amplituden der P -, \bar{P} - und P^* -Wellen in Aufzeichnungen in Mittel- und Südeuropa, England, Japan und Kalifornien wird geschlossen, daß sich die Grenze zwischen den Kontinentalschollen und dem Sima in 50 bis 60 km Tiefe unter den Kontinenten befindet. Diese Grenzfläche scheint überall fast gleiche Tiefe zu haben, während die unter Norddeutschland etwa in 20 km Tiefe festgestellte Schichtgrenze in Süddeutschland 30 bis 40 km tief zu liegen scheint. Die Grenze zwischen Sial und Sima ist unter dem Atlantischen und Indischen Ozean sowie unter der Antarktis höher, unter dem Pazifischen Ozean ist die Sialschicht nur sehr dünn, wenn sie nicht ganz fehlt.

K. Jung.

Arthur Holmes. Estimates of geological time, with special reference to thorium minerals and uranium haloes. Phil. Mag. (7) 1, 1055—1074, 1926, Nr. 5. Eine sorgfältige Kritik verschiedener Methoden der Bestimmung

geologischer Zeiten spricht zugunsten der höheren der von verschiedenen Seiten genannten Zahlen. 1. Die Bestimmung des Alters der Ozeane aus ihrem Natriumgehalt, die ein verhältnismäßig kleines Alter liefert, ist unsicher, da die Umstände, die eine Anreicherung des Na-Gehaltes herbeiführen, quantitativ nicht genügend bekannt sind. 2. Aus dem Bleigehalt von Thoriummineralien ergeben sich stark schwankende Werte, die höchstens gleich, meist erheblich kleiner sind, als die recht konstanten Werte, die sich aus dem Pb/U -Verhältnis von Uranmineralien des gleichen geologischen Alters ergeben. Die bisherigen Erklärungsversuche, wie z. B. die Annahme, daß die Zerfallsgeschwindigkeit des Urans früher größer war als heute, halten einer Kritik nicht stand. Der größere Radius der durch Uran verursachten pleochroitischen Höfe in sehr alten Mineralien, der für die Änderung der Zerfallsgeschwindigkeit zu sprechen schien, läßt sich auf andere Weise, z. B. durch die Actiniumfamilie, erklären. Das starke Schwanken des Pb/Th -Verhältnisses erklärt sich nach dem Verf. dadurch, daß das Thorblei in den Mineralien in verhältnismäßig leicht löslicher Form als Oxyd und Silikat vorliegt und daher stärker der Auslaugung durch hindurchsickerndes Wasser unterworfen ist als das Uranblei, das wahrscheinlich als sehr schwer lösliches Uranat vorhanden ist, so daß die Altersbestimmungen aus den Uranmineralien die zuverlässigeren wären. Für die Pegmatite aus Norwegen, Schweden, Ontario, Texas und Afrika, die dem mittleren Präkambrium angehören, ergibt sich so ein Alter zwischen 930 und 1080 Millionen Jahren, mit einem wahrscheinlichsten Wert von 1020 Millionen Jahren. *Fränzl.*

C. Mahadevan. Pleochroic Haloes in Cordierite. *Indian Journ. of Phys.* **1**, 445—456, 1927, Nr. 4. Im Gegensatz zu den Befunden von Joly und Fletcher benehmen sich Proben von Cordierit aus Südindien in bezug auf die Ausbildung pleochroitischer Höfe durchaus normal; die Ringradien entsprechen vollkommen denen, die man von der α -Strahlung der U- und Th-Reihe erwarten kann bzw. die vorhandenen Abweichungen sind nicht größer als etwa die in Biotit. Auch die sowohl von Joly als von Jimori und Yoshimura gefundenen abnormal kleinen Ringdurchmesserwerte („Zwergringe“), die von Joly einem neuen radioaktiven Element Hibernium zugeschrieben oder sonst neue Namen (X-, Z-Haloes usw.) erhalten haben, werden wiedergefunden. *K. W. F. Kohlrusch.*

H. S. Washington. The chemical composition of the earth, of meteorites, and of the sun's atmosphere. *Bull. Nat. Res. Council.* **11**, 30—32, 1926, Part 2, Nr. 56. Verf. gibt eine Tabelle der den Erdkörper zusammensetzenden chemischen Elemente. Die vier Elemente Fe, O, Si und Mg machen etwa 90,7%; Ni, Ca, Al etwa 7,5%; S, Na, Co, Cr etwa 1½% aus. Die Elemente Fe, Si, Mg, Ni, Ca, Al, Na, Co, Cr sind im Erdkörper wie in der Sonnenatmosphäre vertreten. *Mainka.*

Hermann v. Ihering. Das Klima der Tertiärzeit. *ZS.f. Geophys.* **3**, 365—368, 1927, Nr. 7. Kurzer Auszug aus dem auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Frankfurt a. M. gehaltenen Vortrag. Der Verf. begründet seine Ansicht, daß die Wegenersche Theorie der Kontinentalverschiebung mit paläogeographischen Ergebnissen nicht in Einklang zu bringen ist. *K. Jung.*

Stjepan Mohorovičić. Die Radioaktivität und Temperatur des Innern der Erde und des Mondes. *Arch. Hemiju Farmaciju Zagreb* **1**, 226—236, 1927. Verf. gibt auf Grund der Wärmeentwicklung durch die radioaktiven Vorgänge eine Zusammenstellung der hierdurch für das Innere der Erde und des Mondes zu erwartenden Temperaturen in zwei Tabellen für die verschiedenen

Schichten der beiden Weltkörper. Auffallend sind die großen und sehr rasch steigenden Temperaturen für das Mondinnere, welche nach Annahme des Verf. auf den K-Gehalt der Gesteine zurückzuführen sind und die durch die Kraterbildung des Mondes angezeigten vulkanischen Vorgänge plausibel machen. Verf. vergleicht seine Ergebnisse mit den aus Geschwindigkeitsmessungen der Erdbebenwellen erhaltenen und findet befriedigende Übereinstimmung. **Tomaschek*.

Charles Davison. Clustering and Periodicity of Earthquakes. *Nature* **120**, 587—588, 1927, Nr. 3025. Verf. findet neben der elfjährigen Periode der Erdbebenhäufigkeit solche von 19, 22 und 33 Jahren. Besonders erdbebenreiche Jahre sind nach dem Verf. 1918 bis 1925, 1951 bis 1958, und besonders 1980 bis 1988.

Mainka.

Harold Jeffreys. On Near Earthquakes. *Month. Not. (Geophys. Suppl.)* **1**, 385—402, 1926, Nr. 8. Verf. bearbeitet vier Nahbeben (8. Oktober 1909: Kulpa Tal; 16. November 1911 und 20. Juli 1913: süddeutsche Beben; 28. November 1923: Tauernbeben) und die Explosion in Oppau: 21. September 1921. Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Kompressionswellen in der Granitschicht, etwa 12 km dick, = 5,6 km/sec, in der ultrabasischen Schicht: 7,8 km/sec, in der Basaltschicht etwa 6,2 km/sec. Die torsionalen Wellen breiten sich in der Granitschicht mit 3,2 km/sec in der Basaltschicht, deren Dicke er zu 25 km annimmt, mit 4,3 km/sec aus. Die Unsicherheiten der Geschwindigkeiten liegen bei 0,1 km/sec.

Mainka.

Albert Nodon. L'origine électromagnétique des séismes. L'électricien (2) **58**, 346—347, 1927, Nr. 1425. Verf. weist auf eine neue von Bustos Navarrette in Santiago (Chile) vertretene Theorie hin: Erdbeben und Vulkanausbrüche stehen in Beziehung zur Aktivität der Sonnenflecken. Auf einem Beben oder Vulkanausbruch vorangehende Störungen in den Aufzeichnungen von Magnetometern und Elektrometern wird aufmerksam gemacht.

Mainka.

Takeo Matuzawa. Relative Magnitude of the Preliminary and the Principal Portions of Earthquake Motions. *Proc. Imp. Acad.* **2**, 17—19, 1926, Nr. 1; National Research Council of Japan; *Jap. Journ. Astron.* **4**, 1—33, 1926, Nr. 1. Untersuchung über das angezeigte Größenverhältnis mit Hinweis auf den Umstand, daß die Entstehungsart des Bebens von Einfluß auf die erregten Bodenbewegungen ist. In den bekannten Gleichungen von Stokes und Love wird die wirkende Kraft als eine langsam abklingende angenommen. *Mainka.*

Takeo Matuzawa. Earthquake motion with a constant acceleration? *Proc. Imp. Acad.* **3**, 68—71, Nr. 2.

W. Schneider.

John W. Evans. Earthquake Warnings. *Nature* **120**, 619, 1927, Nr. 3026. Die Erdbeben entstehen dadurch, daß die Spannungen in der Erdkruste an der betreffenden Stelle wachsen, bis durch eine letzte Ursache die Bruchfestigkeit überschritten und das Erdbeben ausgelöst wird. Der Verf. ist der Ansicht, daß sich das Anwachsen der Spannungen durch eine bestimmte Art von Bodenbewegungen (Niveauänderungen, Neigungen, „tilting“) zu erkennen gibt, und man umgekehrt aus der Beobachtung dieser Bewegungen auf das Wachsen der Spannungen und somit auf Erdbebengefahr schließen kann. Derartige langsam-Niveauänderungen wurden angeblich vor mehreren Beben in Japan festgestellt.

Der Verf. schlägt vor, daß in Erdbebengebieten neigungsempfindliche Pendel aufgestellt werden, welche bei Eintreten derartiger Bewegungen ein Alarmwerk in Tätigkeit setzen, das so die Möglichkeit eines in kürzester Zeit zu erwartenden Bebens anzeigt.

Gutenberg.

E. Waetzmänn. Zur Ausbreitung elastischer Wellen in der Erdoberfläche. *Naturwissensch.* 15, 401—403, 1927, Nr. 18. Ein Abhorchgerät, verbunden mit einem Sondernmikrophon, wird angegeben. Eine in der Mitte durchbohrte schwere, 15 cm im Durchmesser messende, eiserne Platte; eine Seite, ein wenig ausgehöhlt, ist mit einer Weißblechmembran verschlossen. Auf der anderen Seite, mit der Bohrung verbunden, ist das Mikrophon angebracht; große Empfindlichkeit. Auch wurde Registrierung mit Hilfe eines Oszillographen vorgenommen. Es wurden Beobachtungen über Ausbreitung elastischer Wellen: Reflexieren und Richtungsbestimmung, unternommen.

Mainka.

A. Imamura. On the Long Waves leading? Earthquake Motion. *Proc. Imp. Acad.* 2, 129—132, 1926, Nr. 3. Einige Seismogramme haben die Eigenschaft, daß die einleitenden Bodenbewegungen langperiodischer Art sind. Verf. bringt vier Registrierungen der Jahre 1923 und 1924.

Mainka.

E. Meissner. Elastische Oberflächenquerwellen. *Verhandl. d. 2. Intern. Kongr. f. Techn. Mechanik in Zürich*, 12. bis 17. September 1926. Zürich und Leipzig 1927, S. 3—11. Neben den Rayleighwellen kommen, allerdings nur in nicht homogenen Medien, solche Oberflächenwellen vor, bei denen die Teilchen nur transversal schwingen. Aus dem Dispersionsgesetz dieser in der Hauptphase der Erdbeben auftretenden Querschwingungen lassen sich Schlüsse auf die Zusammensetzung der Erdkruste ziehen. Die Querschwingungen wurden zuerst von Love für den Fall eines homogenen Halbraumes mit aufgelagerter, in sich homogener Rindenschicht theoretisch beschrieben, und der Verf. hat gezeigt, daß sie auch auftreten können, wenn keine Sprungschichten der Dichte und der Elastizitätskonstanten vorhanden sind und diese sich mit der Tiefe stetig ändern. In dem Züricher Vortrag wird über die Ergebnisse weiterer theoretischer Untersuchungen berichtet, die die Querschwingungen in etwas komplizierteren Fällen betreffen. Betrachtet wird das für die Seismik wichtige Dispersionsgesetz sowohl für die Wellengeschwindigkeit als auch für die Gruppengeschwindigkeit, ferner die Abhängigkeit der Amplitude von der Tiefe. Die folgenden Fälle werden erörtert: 1. in einem homogenen Halbraum ist eine horizontale, in sich homogene Schicht eingebettet (verallgemeinertes Lovesches Beispiel). 2. Einem homogenen Halbraum ist eine „kryptheterogene“ Schicht aufgelagert, das ist eine Schicht, in der Dichte und Schubmodul so variieren, daß die Geschwindigkeit transversaler Raumwellen konstant bleibt, die Heterogenität der Schicht also im Hinblick auf Transversalwellen verborgen bleibt. 3. Eine homogene Schicht mit kryptheterogenem Untergrund. 4. Periodische Schichtung homogener Medien. 5. Kryptheterogene geschichtete Medien. 6. Medien ohne Unstetigkeiten. Die Dispersionsgesetze dieser sehr verschiedenen Fälle stimmen häufig, wie aus den graphischen Darstellungen leicht zu ersehen ist, nahezu überein, und es ist somit nicht möglich, allein aus dem Dispersionsgesetz der Querschwingungen eindeutige Schlüsse über die Struktur des Mediums zu erhalten. Deshalb sind nach Ansicht des Verf. die Folgerungen Gutenbergs („Der Aufbau der Erde“, Berlin 1925, S. 111) mit Vorsicht zu betrachten, wenn sie auch wahrscheinlich in groben Zügen das Richtige treffen.

K. Jung.

C. Mainka. Unterstützung der Gebirgsschlagsforschung durch die Seismik. Beitr. z. Geophys. 17, 340—347, 1927, Nr. 3. Geophysik, insbesondere die Seismik, kann bei der Klärung der die Bergschläge betreffenden Fragen mitwirken. Aufstellung von Seismographen an drei Orten übertags in einem Bergbaugebiet, wenn möglich, auch untertags Aufstellung eines Erbebenwellenmessers, zur Lokalisierung der Bergschläge und Feststellung, ob sie natürlichen oder künstlichen Ursprungs sind. Außerdem weitere Fragen in Betracht kommend.

Mainka.

E. Tams. Die seismischen Verhältnisse des offenen Atlantischen Ozeans. Gerlands Beitr. 18, 318—353, 1927, Nr. 3. Die seismischen Registrierungen der Jahre 1908 bis 1926 lassen mit Sicherheit 84 Beben erkennen, deren Herd im offenen Atlantischen Ozean liegt. Diese Beben werden hinsichtlich ihrer Stärke und der Lage des Epizentrums genau untersucht. Selten erreichen die Beben die Stärke pazifischer Großbeben. Das Epizentrum liegt fast immer auf den Schwellen des Ozeanbodens und ist bei der Mehrzahl an die atlantische Schwelle gebunden, der sich die Epizentralgebiete eng anschließen. Die meisten Bebenherde finden sich auf der nordatlantischen Schwelle vom 60. Breitengrade bis ungefähr zum Äquator. Auf der südatlantischen Schwelle liegen nur wenig Epizentren. Eine schwache Seismizität weist die Gegend der Sandwichinseln auf. Das Gebiet vor der Straße von Gibraltar dürfte noch zum Mittelmeer zu rechnen sein. Angesichts der Bebenstärke muß weiterhin zwischen atlantischer und pazifisch-mediterraner Seismizität unterschieden werden, wenn auch der Unterschied nicht so schroff ist, wie bisher angenommen.

K. Jung.

E. Tams. Die seismischen Verhältnisse des offenen Atlantischen Ozeans. ZS. f. Geophys. 3, 361—363, 1927, Nr. 7. Kurzer Auszug aus dem auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Frankfurt a. M. gehaltenen Vortrag. Der Inhalt ist derselbe, wie der der vorstehend referierten Arbeit.

K. Jung.

A. Pödder. Untersuchung der mikromagnetischen Oszillationen in Zui (Irkutsk) mit Hilfe der Induktionsspule. Gerlands Beitr. 17, 232—242, 1927, Nr. 2. Mit dem Variometer von Eschenhagen wurden bei großer Registriergeschwindigkeit mikromagnetische Oszillationen der Horizontalkomponente des Erdmagnetismus aufgezeichnet. Nachdem die Lloydsche Waage empfindlicher gemacht worden war, wurden auch die mikromagnetischen Oszillationen der Vertikalkomponente registriert. Die Aufzeichnungen des Magnetographen von Eschenhagen lassen sich in zwei charakteristische Typen einteilen: 1. Typus: Sehr regelmäßige periodische Oszillationen, die oft einige Stunden, ja sogar Tage nacheinander andauern, mit regelmäßig ausgebildeten Perioden, deren Länge zwischen 4 und 15 Sekunden schwankt. 2. Typus: Vergleichsweise unregelmäßige Oszillationen, die dennoch einen deutlich ausgedrückten wellenförmigen Charakter mit bedeutend längerer Periode, im Durchschnitt gegen 38 Sekunden haben. Beim ersten Typus nimmt die Amplitude mit der Periode zu. Allgemein sind Perioden und Amplituden im Winter größer als im Sommer. Die ganze Erscheinung läßt einen gewissen Zusammenhang mit den mikroseismischen Oszillationen erkennen. Um die Aufzeichnungen auf Eigentümlichkeiten der Apparate hin zu untersuchen, wurden mit Hilfe einer Induktionsspule und eines Galvanometers die mikromagnetischen Oszillationen registriert. Die Übereinstimmung der so gewonnenen Aufzeichnungen mit denen des Magnetographen von Eschenhagen ist eine erstaunlich gute. Die Theorie dieser neuen Apparatur wird eingehend behandelt. Die Entstehungsweise der mikro-

magnetischen Oszillationen ist noch unaufgeklärt. Das Beobachtungsmaterial ist noch zu dürftig, um sichere Schlüsse zu ziehen. Vorschläge über Wege, die eingeschlagen werden müssen, um die Entstehungsursache aufzudecken, werden gemacht.

W. Schneider.

T. W. Wormell. Currents Carried by Point-Discharges beneath Thunderclouds and Showers. Proc. Roy. Soc. London (A) 115, 443—455, 1927, Nr. 771. Verf. hat über Anregung C. T. R. Wilsons durch 8 Monate in Cambridge (England) die Stärke und das Vorzeichen der elektrischen Ströme registriert, welche in Zeiten hoher Feldstärke, also bei Böen und Gewittern, durch eine 8,3 m hohe Auffangspitze hindurchgehen. Die Spitze selbst bestand aus einem $\frac{1}{4}$ mm dicken, auf einem Eisenstab aufgesetzten Kupferdraht. Von diesem Auffangerät führte eine gut isolierte Leitung zum Meßapparat; dieser bestand bei einem Teile der Versuche aus einem kleinen Knallgasvoltameter, in welchem die in bestimmten Zeiten gebildeten H- und O-Mengen durch Ablesung der Länge der Gasblasen in den Auffangkapillaren ermittelt wurden. Die Füllung des Voltameters bestand aus 1:10 verdünnter Schwefelsäure. Die Elektroden waren Platindrähte von 25 μ Durchmesser, die nur $\frac{1}{10}$ mm weit in die Flüssigkeit ragten. Dieses Mikrovoltameter ist ein bequemer Apparat, um Elektrizitätsmengen von 10^{-2} Coulomb aufwärts mit einer Genauigkeit von 1 Millicoulomb zu bestimmen. Da die Gasmengen an beiden Elektroden gemessen werden, so läßt sich sowohl die ganze, in der einen oder anderen Richtung hindurchgegangene Elektrizitätsmenge, als auch das Vorzeichen derselben ermitteln. Eine zweite Form des Meßapparats bestand aus einem Kapillarelektrometer in Verbindung mit einer mikrometrisch einstellbaren Funkenstrecke von etwa 0,3 mm und einem Kondensator. Die Leitung von der Auffangspitze führt einerseits zur Funkenstrecke, andererseits zum Kondensator und das in Serie hierzu geschaltete Kapillarelektrometer, das ebenso wie der andere Pol der Funkenstrecke geerdet ist. Sobald nun während eines Gewitters Ladungen von der Spitze her einströmen, lädt sich der Kondensator und mit ihm das Elektrometer so lange auf, bis die Entladungsspannung der Funkenstrecke erreicht wird. Dann springt das Fünkchen über und das Elektrometer geht fast momentan auf seine Nullstellung zurück. Bei Gewittern sind die einströmenden Elektrizitätsmengen gewöhnlich so groß, daß die Funken in Intervallen von 1 sec auftreten. Daher wurde die Bewegung des Quecksilbermeniskus des Elektrometers photographisch registriert. Da man aus den bekannten Kapazitäten die Elektrizitätsmenge berechnen kann, die bei jedem Funken übergeht, so läßt sich aus der Zählung der Funken dann leicht die totale Elektrizitätsmenge ableiten, die während einer bestimmten Zeit das System durchströmt hat. Es ist nun sehr bemerkenswert, daß während der 8 Monate, von April bis Dezember 1926, nach dieser Methode ein ganz beträchtlicher Überschuß positiver Entladung von der Erde (Spitze) in die Atmosphäre registriert wurde. Der Apparat zeigte in dieser Zeit einen Durchgang von + 255 Millicoulomb in der Richtung zur Atmosphäre und von + 82 Millicoulomb in der umgekehrten Richtung an, d. h. während der in den 8 Monaten aufgetretenen Böen und Gewitter haben 0,173 Coulomb an positiver Ladung die Erde durch die Spitze verlassen. Es scheint, daß der beobachtete Effekt für den Elektrizitäts-haushalt der Erde von großer Wichtigkeit ist. Denn er ist entgegengesetzt dem normalen „Schönwetter“-Vertikalstrom und mit diesem durchaus der Größe nach vergleichbar. Der beobachtete Spitzenstrom von einer einzigen Spitze wäre ausreichend, um die ganze vom normalen Vertikalstrom auf einer Fläche von 3700 qm während der 8 Monate abgegebene positive Ladungsmenge zu kompensieren. Oder: die während eines kurzen, halbstündigen

Gewitters von der Spitze abgegebene positive Ladung (10 Millicoulomb) reicht schon aus, um die durch den vertikalen Leitungsstrom auf 160 qm Fläche innerhalb des ganzen Jahres abgegebene positive Ladung auszugleichen. Verf. meint, daß Spitzenentladungen von dieser Art auch in der Natur häufig auftreten müssen, z. B. an Baumspitzen. Zum Schluß wird eine genaue Analyse des Feldes und der Stromstärke der Spitzenentladungen bei einer typischen Gewitterböe nach photographischen Registrierungen gegeben. Während des Vorüberziehens der Gewitterwolke wechselt die Richtung des Stromes zweimal. Zuerst ist die (positive) Stromrichtung nach unten gekehrt, dann, während die Mitte der Wolke vorüberzieht, nach oben gekehrt (bei negativem Potentialgefälle), zum Schluß wechselt die Strom- und Feldrichtung abermals. Verf. schließt, daß die Cumulonimbuswolken in ihrem oberen Teile vorwiegend freie positive, im unteren Teile freie negative Ladung enthalten müssen. Die Beobachtungen werden fortgesetzt.

V. F. Hess.

Gerhard Hoffmann. Das Verhalten von Stoffen verschiedener Ordnungszahl gegenüber der Hessschen Ultra- γ -Strahlung und die Eigenaktivität der Elemente. Schr. Königsberger Gel. Ges., Naturw. Kl. 4, 1—28, 1927, Nr. 1. Nach einleitenden Ausführungen über die Höhenstrahlung wird über die Versuchsanordnung und über Messungen mit Panzern aus Pb, Fe, Zn, Cu, Al und H₂O berichtet. Weitere Abschnitte befassen sich mit Absorption und Streuung, Comptoneffekt und Diskussion der Messungen, sowie Bemerkungen über die Eigenaktivität der Elemente. Im Anhang werden vier ausgewählte Registrierblätter wiedergegeben und erläutert. Die Absorptionsmessungen an den erwähnten Elementen weisen auf einen deutlichen Streueffekt der Höhenstrahlung hin, was für ihren Charakter als γ -Strahlung spricht. Aus der Gleichheit der Reststrahlung für verschiedene Panzer läßt sich der Radiumgehalt der untersuchten Metalle bestimmen, der kleiner als 10^{-14} g Radium im Gramm Substanz ist. Im Zusammenhang mit früheren Arbeiten wird daraus auf eine spezifische α -Aktivität des Messings bzw. des überwiegend darin enthaltenen Kupfers geschlossen.

Werner Kolhörster.

Olaf Devik. Messung der durchdringenden Strahlung während der Sonnenfinsternis am 29. Juni 1927. Phys. ZS. 28, 709—710, 1927, Nr. 21. Mit einem Strahlungsapparat nach Kolhörster wurde in der Nähe von Røros im Gebirge Vigelen bei 1250 m Seehöhe ($\varphi = 62^{\circ} 34' \text{ n. Br.}$, $\lambda = 12^{\circ} 0' \text{ ö. Gr.}$) in der Zeit vom 28. Juni 1927 2 Uhr bis 30. Juni 1927 9 Uhr, also zur Zeit der totalen Sonnenfinsternis vom 29. Juni 1927, die durchdringende Strahlung gemessen. Die Reststrahlung des Instruments bei 10 m Wasserabschirmung betrug 1,85 J, die Erdstrahlung war nicht abgeschirmt. Ein Einfluß der Verfinsterung ließ sich nicht feststellen.

Werner Kolhörster.

R. A. Millikan. Results of Recent Experiments on Cosmic Rays. Bull. Nat. Res. Counc. 11, 77—79, 1926, Part 2, Nr. 56. Verf. gibt eine Zusammenfassung der anderweitig veröffentlichten Beobachtungen der kosmischen Ultra- γ -Strahlung (Höhenstrahlung) mit Pilotballonen, auf Bergen, in Flugzeugen und der Senkversuche. Vgl. die ausführlichen Referate und Kritiken in diesen Ber. 7, 762, 952 und 1156, 1926; vgl. auch die Einwendungen von V. F. Hess (diese Ber. 7, 1909, 1926). Es erübrigt sich daher nochmalige Besprechung. V. F. Hess.

Werner Kolhörster. Notiz zum sogenannten Barometereffekt der Höhenstrahlung. ZS. f. Phys. 44, 754—755, 1927, Nr. 9/10. Verf. berechnet

aus den Messungen von E. Steinke über die Abhängigkeit der Intensität der Höhenstrahlung (Ultragrammastrahlung) vom Luftdruck für den Massenabsorptionskoeffizienten die Zahl $2,7 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{g}$ in guter Übereinstimmung mit den üblichen Bestimmungen in Luft oder Wasser. Das Ergebnis stützt die Annahme, daß die Strahlung den größten Teil der Atmosphäre durchsetzt hat, bevor sie zur Messung gelangt. Jedenfalls erweist sich die Strahlung nach Durchquerung der ganzen Atmosphäre (also einer 76 cm Quecksilber äquivalenten Luftschicht) durchaus nicht so extrem hart, als man nach den Absorptionsmessungen in Blei erwarten würde.

V. F. Hess.

Satoyasu Iimori and Jun Yoshimura. The Radioactivity of the Rubidium Extracted from the Lepidolite and Zinnwaldite of Japan. Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo 5, 249—253, 1927, Nr. 80/83. Vgl. diese Ber. 8, 482, 1927.

K. W. F. Kohlrusch.

J. H. J. Poole. The Radioactivity of the Earth's Basaltic Magma. Phil. Mag. (7) 3, 1246—1252, 1927, Nr. 19. Zur Aufklärung von Abweichungen, die sich bei früheren Untersuchungen in bezug auf die Radioaktivität gewisser Basaltarten ergeben hatten, werden an einer größeren Zahl neuerer Gesteinsproben Ra- und Th-Gehaltsbestimmungen mit der Emanationsmethode durchgeführt mit dem Hauptergebnis, daß die seinerzeit gefundenen Abweichungen als zufällige erkannt werden. Als Mittelwerte werden folgende Zahlen angegeben:

	Dichte	Radium	Thorium	Zahl der Proben
Eclogites	3,376	$0,33 \cdot 10^{-12} \text{ g/g}$	$0,18 \cdot 10^{-5} \text{ g/g}$	17
Plateau-Basalt . . .	2,932	0,75 . 10	0,51 . 10	26
Inland-Basalt . . .	2,890	1,15 . 10	0,66 . 10	22

K. W. F. Kohlrusch.

E. H. Kincaid. Two Contrasting Examples Wherein Radio Reception Was Affected by a Meteorological Condition. Proc. Inst. Radio Eng. 15, 843—868, 1927, Nr. 10. Die atmosphärischen Störungen stehen in enger Beziehung zum Wetter, so daß sie als Unterlage für die Wettervorhersage dienen können. Durch Beobachtung der atmosphärischen Störungen mit ungerichteten Empfängern lassen sich Hochs und Tiefs der beobachteten Feldstärke in die Karte einzeichnen. Durch Richtungsbestimmung lassen sich auch von der Beobachtungsstelle entfernte Gebiete erfassen. Verf. hat beobachtet, daß Gebiete hohen Luftdrucks verhältnismäßig frei von atmosphärischen Störungen sind, Tiefdruckgebiete mit um so kräftigeren atmosphärischen Störungen verbunden sind, je stärker sie ausgeprägt sind. Es werden zwei drastische Beispiele, darunter der Miamiorkan von 1926, betrachtet. Im allgemeinen zeigt die östliche Hälfte eines Tiefs heftigere atmosphärische Störungen als die westliche, die südöstliche mehr als die nordöstliche und die südwestliche mehr als die nordwestliche. In den Hochs hat nach den Beobachtungen des Verf. das Zentrum die schwächsten Störungen, der südöstliche Quadrant weniger als der nordwestliche. — Eine Apparatur, die automatisch Intensität und Richtung der atmosphärischen Störungen aufzeichnet, wird beschrieben.

F. A. Fischer.

L. W. Austin. Long-Wave Radio Measurements at the Bureau of Standards in 1926, with some Comparisons of Solar Activity and Radio Phenomena. Proc. Inst. Radio Eng. 15, 825—836, 1927, Nr. 10. Die

Tagesfeldstärke der meisten Stationen ist im Jahre 1926 weiter gestiegen, während die Tagesfeldstärke der atmosphärischen Störungen weiter gefallen ist. Das monatliche Mittel fast aller Stationen fällt im September stark ab, was einen Zusammenhang mit dem ähnlichen Abfall des Erdmagnetismus vermuten läßt. Die Signalfeldstärke der langen Wellen ist im Mittel der Anzahl der Sonnenflecken proportional. Die durch die Rotation der Sonne hervorgerufene Periode von 27 Tagen läßt sich in den beobachteten Feldstärken einiger Stationen nachweisen, wobei die Signalfeldstärke eine Phasenverschiebung von nahezu 180° gegen die Anzahl der Sonnenflecken aufweist. *F. A. Fischer.*

L. W. Austin. Radio Atmospheric Disturbances and Solar Activity. Proc. Inst. Radio Eng. 15. 837—842. 1927, Nr. 10. Beim Vergleich der auf großen Wellen (9000 bis 20000 m) beobachteten atmosphärischen Störungen mit der Zahl der zurzeit sichtbaren Sonnenflecken wurde im Mittel eine umgekehrte Proportionalität beobachtet. Zwischen der lokalen Temperatur und den lokalen atmosphärischen Störungen besteht strenge Proportionalität, ebenfalls sind die lokalen atmosphärischen Störungen der Zahl der in einem hinreichend großen Bereich um den Beobachtungspunkt herrschenden Gewitter proportional.

F. A. Fischer.

W. J. Humphreys. The origin of the ocean and the atmosphere. Bull. Nat. Res. Coun. 11, 32—33. 1926, Part 2, Nr. 56. Ausgehend von positiven und negativen Atomen, den Bestandteilen aller Stoffe, kommt Verf. zur Krustenbildung der Erde, den frei werdenden Dämpfen und Gasen, die den Grund von Atmosphäre und Ozean der Erde bilden. *Mainka.*

A. Defant. Bericht über die Ergebnisse der Meteorexpedition. ZS. f. Geophys. 3, 340—350, 1927, Nr. 7. Auszug aus dem auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Frankfurt a. M. gehaltenen Vortrag. Die Echolotungen lassen ein bedeutend abwechslungsreicheres Relief des Ozeanbodens erkennen, als man bisher vermutet hatte. Die räumliche Erforschung der Meeresströme zeigt eine vierfache Schichtung: die Deckschicht bis 600 m Tiefe, den antarktischen Zwischenstrom von 600 bis 1200 m Tiefe, den nordatlantischen Tiefenstrom von 1200 bis 2500 m und darunter den Bodenstrom, der nur im westlichen Becken von hohen bis zu niederen südlichen Breiten vorstößt, da er im östlichen Teil des Ozeans durch ost-westlich verlaufende Erhebungen des Bodenreliefs behindert ist. An den Grenzflächen konnten wellenartige Vorgänge von Gezeitencharakter und solche von zweistündiger Periode beobachtet werden. Die meteorologischen Ergebnisse werden nur gestreift. Sie scheinen anzudeuten, daß die atmosphärische Zirkulation nicht symmetrisch zum Äquator vor sich geht. *K. Jung.*

H. U. Sverdrup. Scientific Work of the „Maud“ Expedition, 1922—1925. Smithsonian Report for 1926, S. 219—233, Washington 1927. Enthält zusammenfassende Angaben über meteorologische und ozeanologische Beobachtungen der Maud-Expedition im Eise des nordsibirischen Schelfs: luftelektrischer Potentialgradient; Abhängigkeit des Windes und der Temperatur von der Höhe; Eisbeobachtungen; Echolotungen; Dichte, Salz- und Sauerstoffgehalt des Wassers; Gezeitenbeobachtungen (zusammengefaßt in einer Karte der Flutstundenlinien). *K. Jung.*

Börnsteins Leitfaden der Wetterkunde. In vierter Auflage neu bearbeitet von Walter Brückmann. Mit 69 Abbildungen und 22 Tafeln. VI u. 284 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., 1927. „Seitdem die

dritte Auflage dieses Buches, noch von Börnstein selbst bearbeitet, erschienen ist, ist die meteorologische Wissenschaft durch eine ungewöhnlich deutlich ausgeprägte Entwicklungsphase hindurchgegangen. . . . Daß dabei die physikalische Betrachtungsweise in der Meteorologie erheblich gefördert wurde, ist als ein weiterer, bedeutungsvoller Gewinn anzusehen. — Diese Entwicklung hat auch auf die Neuauflage des vorliegenden Buches ihren Einfluß ausüben müssen; die Umgestaltung des Abschnittes über die Luftbewegungen und desjenigen über die Wettervorhersage war eine erste Notwendigkeit. Aber auch in den anderen Kapiteln des Buches wird man starke Abänderungen gegen früher finden; . . .“
 Inhalt: Einleitung. Wärmeverhältnisse. Luftdruck. Luftbewegung. Der Wasserdampf in der Atmosphäre. Lufterlektrizität. Optische Erscheinungen. Synoptische Meteorologie. Meteorologische Instrumente. Tabellen. Literatur. *Scheel.*

Chr. Jensen. Der gegenwärtige Stand und die Aufgaben der atmosphärischen Polarisationsforschung. *ZS. f. Geophys.* 3, 351—361, 1927, Nr. 7. *Scheel.*

Wilhelm Hartmann. Blau-ultraviolette Sonnenstrahlung und atmosphärische Vorgänge. *Gerlands Beitr.* 18, 30—72, 1927, Nr. 1/2. Die von Juli 1921 bis Dezember 1924 auf dem Taunusobservatorium mit einer Hochvakuumnatriumzelle bei galvanometrischer Strommessung gewonnenen Werte der blau-ultravioletten Sonnenstrahlung (ungefiltert) werden — nach Luftmassen geordnet — mitgeteilt. Aus den — nach Tagesstunden und Luftmassen gebildeten — Monatsmitteln der Strahlung wird durch Extrapolation auf Luftmasse Null die „Solarkonstante“ für diesen Spektralbereich errechnet, die recht konstant ist. Unter Berücksichtigung der Zellenempfindlichkeit bei verschiedenen Wellenlängen werden Transmissionskoeffizienten berechnet (0,698 für Luftmasse 1; 0,754 für Masse 10). Das Hauptgewicht der Arbeit beruht auf der Berechnung der Trübungs faktoren. In einem „Trübungs kalender“ wird für jeden Tag der Meßperiode der Faktor angegeben. Die Trübung hängt von der absoluten Feuchtigkeit am Observatorium weniger ab als im rot-ultraroten Gebiet, aber in gleicher Weise für Hochs und Tiefs, die Abhängigkeit ist auch nicht eindeutig, so daß auf einen weiteren, unabhängig von der Feuchtigkeit wirkenden Faktor geschlossen wird. Diesen findet Verf. in der Teilchengröße der Wassertropfchen. Eine Überschlagsrechnung macht es wahrscheinlich, daß durch Zusammenfließen von Tröpfchen, was natürlich von der Wetterlage abhängt, die Trübung bei konstanter Luftfeuchtigkeit erheblich steigt. Weiter wird versucht, aus der Trübung den Gesamtwasserdampfgehalt angenähert zu berechnen. Infolge verschiedenen Wasserdampfgehalts der Winde ist eine Abhängigkeit der Trübung von der Windrichtung vorhanden. Vor Niederschlägen tritt eine Trübungssteigerung ein. Die einzelnen Luftdruckgebilde unterscheiden sich deutlich: größte Trübung in Randwirbeln, kleinste im Hochdruckrücken, mittlere im Hoch und Tief. An einigen Beispielen wird die Anwendung der Trübungsänderung für die Prognose gezeigt. *K. Büttner.*

F. Lindholm. Über die Staubtrübung der Atmosphäre 1909—1926. (Aus den Davoser Strahlungsmessungen.) *Gerlands Beitr.* 18, 127—144, 1927, Nr. 1/2. Auf Grund der Arbeiten von Abbot und Fowle werden Formeln errechnet für die Extinktion und Absorption der Gesamtstrahlung der Sonne in einer staubfreien, wasserdampferfüllten Atmosphäre. Der vertikale Wasserdampfgehalt in Zentimeter Niederschlag wird mit der Hannschen Formel berechnet und angenommen, daß der Überschuß an Lichtschwächung gegen die formel-

mäßig berechnete allein auf der Extinktion durch Staub und Kondensationskerne beruht. (Absorption durch die hohe Ozonschicht wird nicht berücksichtigt.) So werden die Davoser pyrheliometrischen Messungen 1908 bis 1926 (bis 1921 Michelsonmessungen, seitdem Registrierungen des Pyrheliographen) auf den Staubgehalt über den Alpen bearbeitet: Die Monatsmittel zeigen einen deutlichen Jahresgang, ein Staubmaximum im Mai, ein Minimum im Oktober (7 und 3 Verlustprozente). Nach Ansicht des Verf. nimmt mit abnehmender Zahl der Niederschläge (im Herbst) auch der Staubgehalt ab. Ein Vergleich der Jahresmittel der Durchlässigkeit in Pawlowsk und Davos für 1912 bis 1924 zeigt zumeist eine gute Übereinstimmung als Zeichen für die gemeinsame Ursache der Trübungen (Katmaiausbruch). Ähnliches gilt für den Vergleich der einzelnen Monatsmittel, die z. B. das Abklingen der großen Störungen gut erkennen lassen. Es wird noch versucht, einen Zusammenhang zwischen der terrestrischen atmosphärischen Durchlässigkeit und der Sonnentätigkeit zu finden. *K. Büttner.*

W. Lawrence Balls. The „Green Flash“ at Sunrise. *Nature* **120**, 728—729, 1927, Nr. 3029. Verf. beobachtete im Niltal bei guter Sicht im Oktober bei Sonnenaufgang den grünen Strahl. Der Horizont war 25 km entfernt. Der grüne Strahl erschien 2 Sekunden vor dem Sonnenrand und wird als ein flacher turbulenter Strom apfelgrünen Wassers beschrieben, das über die Hügelkette des Horizonts hinüberbrach. Dieser Strom schmiegte sich den Konturen der Hügelkette an, erschien plötzlich und wurde kaum breiter, sondern behielt seine Breite von etwa einem Drittel Sonnendurchmesser fast unverändert bei. Beim Auftauchen der orangegoldenen Sonnenscheibe in seiner Mitte waren beide Farben einen Augenblick gleichzeitig zu sehen. Die Intensität des Grüns erreichte bei weitem nicht das leuchtende Smaragdgrün, wie es bei Sonnenuntergang vorkommt und vom Verf. zweimal beobachtet wurde. *Güntherschulze.*

C. E. Van Orstrand. A machine for measuring the depths of deep wells. *Journ. Washington Acad.* **17**, 481—487, 1927, Nr. 19. Verf. gibt einen einfachen und genau arbeitenden Apparat zur Messung der großen Tiefen an, bis zu denen Thermometer zu Temperaturmessungen in Petroleumquellen hinabgesenkt werden müssen. Dieser Tiefenmesser soll auch dem Geologen zur Festlegung geologischer Schichtungen dienen. Das mit einem Gewicht (3 bis 4 kg) beschwerte Kabel läuft zwischen zwei Rollen mit Umlaufzähler. Führungsrollen sorgen für senkrechtes Vorbeistreichen. Wegen der verschiedenen Belastung wird sowohl bei Senkung wie bei Hebung gemessen, und es wird die Seilverlängerung durch Dehnung entsprechend der Zunahme des Kabelgewichts berücksichtigt. Unberechenbare Fehlerquellen bieten vor allem Reibung und Adhäsion des Kabels an den Wandungen, doch soll die Genauigkeit auf 1‰ gesichert sein. Als tiefste Ölquelle der Welt wird eine Quelle Olinda 96 bei Brea in Kalifornien genannt mit 8046 Fuß (2638 m). *Wachsmuth.*

Karl Kilchling. Die gleichmäßig gedrehte Drehwaage. *ZS. f. Geophys.* **2**, 134—137, 1926, Nr. 4. Es werden das Prinzip, die Art der Auswertung und die Vorteile einer Drehwaage erläutert, die sich gleichmäßig und erschütterungsfrei durch alle Azimute dreht und dabei in allen Azimuten registriert. In einer späteren Arbeit (*ZS. f. Geophys.* **3**, 281—285, 1927, Nr. 6; diese Ber. S. 358) berichtet der Verf. über die Konstruktion einer solchen Drehwaage und gibt ein Beispiel der Auswertung einer Registrierung. *K. Jung.*

P. Nikiforov. Der Vorteil fortlaufender Registrierung der Schwingungen des Drehwaagegehänges. (Russisch.) *Bull. Inst. Prakt. Geophys. Leningrad* **2**, 196—200, 1926. *K. Jung.*

P. Nikiforov. Vorläufiger Bericht über gravimetrische Untersuchungen am Salzhorst bei Ilezk im Sommer 1925. (Russisch.) Bull. Inst. Prakt. Geophys. Leningrad **2**, 201—202, 1926. *K. Jung.*

P. Nikiforov. Methode zur Bestimmung der Ruhelage bei der Drehwaage. (Russisch.) Bull. Inst. Prakt. Geophys. Leningrad **2**, 203—231, 1926. Enthält Formeln und Tabellen zur Bestimmung der Ruhelage gedämpfter Schwingungen aus den Umkehrpunkten. *K. Jung.*

P. Nikiforov. Physical Principles of Gravitational Method of Prospecting. (Fortsetzung.) (Russisch.) Bull. Inst. Prakt. Geophys. Leningrad **2**, 232—264, 1926. Teil 1 bis 3 dieser Arbeit ist im ersten Band derselben Zeitschrift erschienen (diese Ber. **8**, 545, 1927). Im dritten Teil wurden Berechnungen über die Wirkung einfacher Formen von Masseneinbettungen auf den Gradienten ausgeführt. Der vierte Teil, mit dem die Fortsetzung beginnt, bringt die entsprechenden Untersuchungen über die Wirkung der Einbettungen auf die Krümmungsgröße. In einfacheren Fällen werden auch Methoden angegeben, um Dichte und Form der Einbettung aus dem Verlauf der Krümmungsgröße zu bestimmen. Der fünfte Teil bringt genauere Angaben über die von Noumerov (ZS. f. Geophys. **1**, 367—371, 1925) vorgeschlagene Terrainreduktion durch Einteilen des Geländes in Felder gleicher Wirkung und Abzählen. Leider fehlt bei den Teilen 4 und 5 der den Teilen 1 bis 3 beigegebene englische Auszug. *K. Jung.*

P. Nikiforov. Der neue Typ des Gravitationsvariometers mit kurzen Perioden. (Russisch.) Bull. Inst. Prakt. Geophys. Leningrad **3**, 308—316, 1927. Angaben über Bauart einer neuen Konstruktion der Eötvösschen Drehwaage, die mit einem sehr kurzen Torsionsdraht versehen ist. 2 Abbildungen. *K. Jung.*

P. Nikiforov, S. Ghirin, A. Terentiev, N. Veschniakov. Gravimetric Researches of Ferruginous Quarzites in the Krivoi-Rog Region. (Russisch mit englischem Auszug.) Bull. Inst. Prakt. Geophys. Leningrad **3**, 322—392, 1927. Der erste und zweite Teil enthält Angaben über die Organisation und die instrumentelle Ausrüstung der großzügig angelegten gravimetrischen Untersuchung. Der dritte Teil bringt zunächst Angaben über die Konstanten und den Temperaturengang der Instrumente und über Vergleichsmessungen mit verschiedenen Instrumenten an derselben Station. Die Deutung der Messungsergebnisse wird sodann mittels der Methoden Nikiforovs vorgenommen. Durch progressive Annäherung wird eine Folge schief einfallender Schichten, ihre Ausdehnung und ihr Einfallswinkel bestimmt. Drei Tafeln geben über das untersuchte Gebiet und die Ergebnisse Auskunft. *K. Jung.*

K. A. Kyrillov. Handliche Methoden zur Bestimmung von $R_a \left(\frac{\partial^2 W}{\partial y \partial z} \right)$ und $Q_a \left(\frac{\partial^2 W}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} \right)$ bei schief einfallenden Schichten. (Russisch.) Bull. Inst. Prakt. Geophys. Leningrad **2**, 265—269, 1926. Enthält Tabellen und Diagramme zur Bestimmung der Wirkung schief einfallender Schichten auf Gradient und Krümmungsgröße. *K. Jung.*

S. Ghirin. A Pallet for Measuring the Zero-Point Position in the Torsion Balance. (Russisch mit englischem Auszug.) Bull. Inst. Prakt.

Geophys. Leningrad **3**, 317—322, 1927. Ein auf Glas eingeritztes Diagramm zur Ablesung der Nullage gedämpfter Schwingungen, bei denen die Ruhelage noch nicht erreicht ist.
K. Jung.

J. Wilip. On new precision-seismographs. Acta Dorpat (A) **10**, 3—26, 1926, Nr. 7. Verf. beschreibt den Galitzin-Zoellnerschen elektromagnetisch-photographisch registrierenden Seismographen, der von H. Masing in Dorpat (Tartu) nach Angaben vom Verf. hergestellt wird, wobei Verbesserungen und ein luftdicht abschließender Instrumentenkasten vorgesehen ist.
Mainka.

Akitune Imamura. On the Observations of Slow Earthquake Motions. Proc. Imp. Acad. **3**, 282—286, 1927, Nr. 5. Einige Aufzeichnungen eines vom Verf. hergestellten hochperiodischen, T_0 = rund 200 Sek., Horizontalseismometers werden kurz behandelt.
Mainka.

T. Tamaru. An Acceleration Seismometer. Proc. Imp. Acad. **3**, 35—40, 1927, Nr. 1. Es wird ein Seismometer für drei Komponenten mit sehr kurzer Eigenperiode angegeben.
Mainka.

Kyoji Suyehiro. On the Instability of Seismometers. Proc. Imp. Acad. **3**, 143—148, 1927, Nr. 3. Es wird ein Horizontalseismometer nach Ewing bezüglich seiner Stabilität auch mit Hilfe einer horizontalen Untersuchungsplatte untersucht.
Mainka.

J. Lacoste. Sur la détermination expérimentale du grandissement dynamique des séismographes à la plate-forme. C. R. **185**, 469—472, 1927, Nr. 8. Verf. untersucht die theoretisch errechnete Vergrößerung für verschiedene Eigenperioden eines elektromagnetisch gedämpften und elektromagnetisch-photographisch schreibenden Horizontalseismometers nach Galitzin; er findet ungenügende Übereinstimmung der Theorie mit der Beobachtung. Besserung tritt auch nicht bei Anwendung reiner photographischer Schreibart und auch nicht bei Flüssigkeitsdämpfung ein. Bei diesen Untersuchungen steht das Instrument einschließlich ganzer Dämpfereinrichtung auf einer Untersuchungsplatte, die mit einer doppelten Amplitude von 0,3 mm bewegt wird. Verf. stellt nunmehr den Dämpfer — also das Flüssigkeitsgefäß — unabhängig von der Platte auf, d. h. also fest. (Art der Flüssigkeitsdämpfung ist nicht angegeben, sie ist nicht belanglos! Der Ref.) Es ergibt sich nun bessere Übereinstimmung. Verf. will weitere Untersuchungen anstellen.
Mainka.

Paul Kirkpatrick. Simple seismic measurements. Science (N. S.) **65**, 379—380, 1927, Nr. 1685. Der Verf. weist auf die bekannten rechtwinkligen Parallelepiped zur Bestimmung der Höchstbeschleunigung bei nahen oder lokalen Beben hin und gibt eine genauere Formel, für deren Prüfung er auch Versuchsanordnungen angibt.
Mainka.

Ferdinand Müller. Radioaktivitätsmessungen als geophysikalische Aufschlußmethode. ZS. f. Geophys. **3**, 330—336, 1927, Nr. 7. Die Untersuchungen der Erdstrahlung zeigen, daß unter bestimmten geologischen Bedingungen Anreicherung radioaktiver Substanzen sich bemerkbar macht. Man kann daher auf Grund solcher Aktivitätsmessungen an die Lösung bestimmter geologischer Fragen, wie Feststellung von Verwerfungen, Spalten, Gängen und Lagerstätten herangehen. Die hierzu angewandten Untersuchungsmethoden werden kurz beschrieben und einige Beispiele von radioaktiven Profilen mit Erläuterungen gegeben.
Werner Kolhörster.

A. Gibsone. Über die Grenze der Anwendbarkeit elektrischer Schürfmethode[n] mittels Wechselstrom. ZS. f. Geophys. 3, 238—241, 1927, Nr. 5. Bemerkung zu den Aufsätzen von R. Ambronn: „Eine grundsätzliche Grenze der Anwendbarkeit elektrischer Wechselstrom-Schürfmethode[n] zur Aufsuchung nutzbarer Lagerstätten“ in der Allgem. Österr. Chem.- u. Techn.-Ztg. Nr. 24, 15. Dez. 1926, und „Einige Bemerkungen zur Möglichkeit der Aufsuchung und Lokalisierung von schlecht oder nicht leitenden Einlagerungen im Untergrund mittels elektrischer Wechselstrommethoden“ in der ZS. f. Geophys. 3, 1927, Nr. 2/3. Ambronn hat in diesen beiden Artikeln behauptet, erdöhlaltige Schichten könnten nicht von trockenem Gestein durch Wechselstrommessungen unterschieden werden. Die Verzerrung der Kraftlinienbilder, die mit der Wechselstrommethode erhalten werden, seien auf die mit Öl verknüpften Salzwasserhorizonte zurückzuführen. Gibsone folgert aus einer von Maxwell angegebenen Formel, daß ein Leitfähigkeitsverhältnis von 1:10 zwischen Einlagerung und Nebengestein genügt, um aus Wechselstrommessungen exakte Schlüsse auf die Bodengestaltung zu ziehen, und daß man mit der Wechselstrommethode auch erdöhlaltige Schichten nachweisen kann. *W. Schneider.*

C. A. Heiland. Construction, theory and application of magnetic field balances. Bull. Amer. Assoc. of Petroleum Geologists 10, 1189—1200, 1926, Nr. 12. Die Lokalvariometer für Vertikal- und Horizontalintensität nach Ad. Schmidt werden beschrieben, und ihre Theorie wird entwickelt. Aus der Gleichung, die sich aus der allgemeinen Formel für das Drehmoment ergibt, das auf ein beliebig orientiertes Magnetsystem ausgeübt wird, werden Gebrauchsformeln abgeleitet. Es werden Beispiele von Vermessungen über Erzlagerstätten angegeben. Ein ausführliches Literaturverzeichnis aller bisher mit Feldwaagen ausgeführten Untersuchungen wird angefügt. *R. Bock.*

D. la Cour. Om et nyt Apparat til jordmagnetiske Maalinger. Fysisk Tidsskr. 25, 105—114, 1927, Nr. 4/5. *Scheel.*

L. Counson. Le champ magnétique de l'orbite lunaire. Arch. sc. phys. et nat. (5) 9, 316—329, 1927, Sept./Okt. Verf. will einen Zusammenhang zwischen der magnetischen Inklination in Val Joyeux und der Neigung der Mondbahn gegen den Äquator nachweisen; daraus will er auf die Existenz eines magnetischen Feldes der Mondbahn schließen, als Wirkung einer elektrostatischen Ladung des bewegten Mondes. Der behauptete Effekt ist von der Größenordnung der Säkularvariation, die nicht eliminiert und dem Verf. anscheinend ebenso unbekannt ist, wie die grundlegenden Arbeiten von S. Chapman über die lunaren erdmagnetischen Variationen. *Bartels.*

I. S. Bowen. The Origin of the Nebulium Spectrum. Nature 120, 473, 1927, Nr. 3022. Unter gewöhnlichen Bedingungen werden Atome aus metastabilen Zuständen durch Stöße zweiter Art oder Zusammenstöße mit der Gefäßwand in Quantenzustände niederer Energie übergeführt. Bei den extrem niedrigen Dichten der kosmischen Gasnebel kann jedoch die Zeit zwischen zwei Zusammenstößen groß genug sein, daß das Atom in der Zwischenzeit spontan aus einem solchen metastabilen Zustand in einen anderen unter Aussendung von Strahlung übergeht. Verf. berechnet nun für N^+ , O^+ und O^{++} , deren Linien in den Nebeln sehr stark auftreten, die Linien, die so möglicherweise entstehen können, und findet, daß die meisten der in das sichtbare und nahe ultraviolette Gebiet fallenden Linien mit den sogenannten Nebuliumlinien innerhalb der Meßgenauigkeit übereinstimmen. *G. Herzberg.*

Geophysikalische Berichte.

Ad. Schmidt. Gauß als Physiker, insbesondere als Erdmagnetiker. Bericht über die Tätigkeit des Preußischen Meteorologischen Instituts im Jahre 1927, Anhang, S. 41—46. Berlin 1928. Vortrag in der Festsitzung der Berliner Mathematischen Gesellschaft zur 150. Wiederkehr des Geburtstages von Gauß.

J. Bartels.

XXXIV. Jahresbericht des Sonnblickvereins für das Jahr 1925. Geleitet von Wilhelm Schmidt. Mit einem Titelbild und 9 Abbildungen im Text. 32 S. Wien, Kommissionsverlag von Julius Springer, 1927. Inhalt: Matthias Mayacher, Nachruf von A. Wagner; Gratwanderung in der Sonnblickgruppe, von A. Smekal; 25 Jahre Zugspitzobservatorium, von A. Huber; Amerikanische Höhenobservatorien, von W. E. Bernheimer; Die Schnee-verhältnisse im Sonnblickgebiet, von A. Roschkoff; u. a.

Scheel.

J. Joly. Pleochroic Haloes and the Age of the Earth. *Nature* 121, 207—208, 1928, Nr. 3041. Erwiderung auf eine Notiz von Lotze über die Entstehung der pleochroitischen Höfe. Die Frage des Erdalters wird nicht berührt.

Gutenberg.

V. M. Goldschmidt. Geochemische Verteilungsgesetze der Elemente. II. Beziehungen zwischen den geochemischen Verteilungsgesetzen und dem Bau der Atome. Skrifter Oslo 1924 (1), Nr. 4, 37 S. Verf. betrachtet den Erdball als ein physiko-chemisches System, dessen flüssige Komponenten bei der Trennung im Gleichgewicht waren, und gibt auf Grund analytischer Untersuchungen an natürlichen Mehrphasenkomplexen und an synthetischen Mehrphasensystemen an Hand des periodischen Systems eine Übersicht über Siderophilie, Chalkophilie, Lithophilie und Atmosphilie der Elemente. Diese vorgeschlagene Einteilung beruht auf dem Verhalten der Elemente im Vierphasensystem: Eisen-, Eisensulfid-, Silikatschmelze und Dampfphase. Die Affinitätsgrößen der Elemente für diese Phasen werden relativ zu den analogen Affinitätsgrößen des Eisens gemessen. Alle siderophilen Elemente haben minimale Atomvolumina, atmosphile maximale. Chalkophile Elemente finden sich auf dem aufsteigenden Aste der Atomvolumenkurve, lithophile auf dem absteigenden. Die Affinitätseigenschaften werden mit dem Atombau in Beziehung gebracht.

Schafmeister.

V. M. Goldschmidt und L. Thomassen. Geochemische Verteilungsgesetze der Elemente. III. Röntgenspektrographische Untersuchungen über die Verteilung der seltenen Erdmetalle in Mineralien. Skrifter Oslo 1924 (1), Nr. 5, 58 S. Die Harkinsche Regel: „Jedes Element ungerader Atomnummer ist seltener als das unmittelbar vorhergehende und das unmittelbar nachfolgende Element gerader Atomnummer“ wird durch die Verf. durch röntgenspektrographische Analyse an einem ausgedehnten Material für die Gruppe der seltenen Erden als gültig nachgewiesen. In einem Anhang wird eine Deutung der Umbildung der Minerale seltener Erden in den metamikten amorphen Zustand versucht. Verf. glauben, daß es sich bei der Umwandlung um Ionenumladung handelt derart, daß z. B. das Ionengitter $Y^{+++}NbO_4^{---}$ in $Y_2O_3 \cdot Nb_2O_5$ übergeht, was als feste Lösung von Y_2O_3 in Nb_2O_5 als Glas aufgefaßt wird.

Schafmeister.

G. Aliverti. La determinazione delle costanti del geoide mediante misure di gravità. *Cim. (N. S.)* 4, CCXXV—CCXXX, 1927, Nr. 10.

Güntherschulze.

Arnaldo Belluigi. Su l'uso del variometro di gravita. L'industria Mineraria 1, 1927, Nr. 7/8. Verf. gibt eine ausführlichere Übersicht über das Meßverfahren mit der Drehwaage von Eötvös, und zwar speziell für eine photographisch registrierende. *Koenigsberger.*

Arnaldo Belluigi. Sulla Bilancia di Eötvös. Boll. Soc. Sismolog. Ital. 27, 1927, Nr. 3. Verf. entwickelt die für Messungen mit der Drehwaage von Eötvös zur Berechnung der Gradienten und Krümmungsradien aus den Ausschlägen erforderlichen Formeln. Er hebt hervor, daß die Feldgenauigkeit eine viel geringere zu sein braucht als die Laboratoriumsgenauigkeit. Gegeben werden dann die Formeln für die Terrainkorrekturen von Eötvös mit den Verbesserungen von Schweydar und die von Nikiforow. Schließlich werden für einige Gestalten von Massen, z. B. für einen zylindrischen Sektor und einen Ringsektor, die Gradienten und Krümmungsgrößen abgeleitet. *Koenigsberger.*

U. Ph. Lely. Een proef, die de krachten demonstreert, welke de continentendrift kan veroorzaken. Physica 7, 278—281, 1927, Nr. 8. Es wird ein Versuch mitgeteilt, der die bei der Wegenerschen Kontinentverschiebung wirkende Kraft vor Augen führt: Ein kleines Stück Holz, das auf Wasser schwimmt, das um eine vertikale Achse rotiert, wird asymptotisch gegen den Pol der sich drehenden Oberfläche bewegt. *Güntherschulze.*

Arthur Holmes. Oceanic Deepes and the Thickness of the Continents. Nature 120, 804—805, 1927, Nr. 3031. Hiller (Gerlands Beitr. 1927, S. 279) findet, daß die Geschwindigkeiten der Erdbebenwellen mit einer Periode von 18 bis 20 Sek. unter dem Pazifik 3,7 km/sec und unter Europa 2,9 km/sec beträgt. Dieses Verhältnis (1,27), verglichen mit dem Verhältnis (1,23) der entsprechenden Geschwindigkeiten in Gabbro und Granit, läßt den Schluß berechtigt erscheinen, daß die Ozeanböden bis zur Eintauchtiefe der Kontinente im wesentlichen aus Gabbro bestehen, wenn man die Kontinente als aus Granit bestehend annimmt. Durch Zusammenpressen des aus Gabbro bestehenden suboceanischen Materials entstehen nach Ansicht des Verf. keine Auffaltungen, sondern der Gabbro wird in die festere Modifikation, Eklogit, übergehen. Wenn isostatische Verhältnisse vorliegen, so bewirkt diese Dichtezunahme von 3 auf 3,3 bis 3,5 ein Zusammen-sacken des Ozeanbodens, es bildet sich eine Tiefseerinne. Die Tiefseerinnen sind da zu erwarten, wo der Ozean an Faltengebirge grenzt, wie es in Wirklichkeit der Fall ist. Ein Hochland von 5 km Meereshöhe (z. B. Tibet) und ein Tiefseegebiet von 8 km Tiefe sind bei einer Ausgleichstiefe von 46,7 km isostatisch ausgeglichen, wenn der Rechnung die Dichten 2,7 (Sial) und 3,4 (Eklogit) zugrunde gelegt werden. Bei derselben Ausgleichstiefe sind Kontinente und Ozeane von mittlerer Höhe und Tiefe ausgeglichen, wenn unter Kontinenten zu unterst Eklogit, darüber eine Sialdecke von 31 km Mächtigkeit und unter Ozeanen zu unterst Eklogit, darüber eine Gabbrodecke von 25 km Mächtigkeit liegt. Die große Mächtigkeit des Sials ist im Widerspruch mit früheren Untersuchungen des Verf., nach denen radioaktive Vorgänge ein Eintauchen nur bis zu etwa 20 km gestatten, wenn die Radioaktivität des Sials in allen Tiefen dieselbe wie an der Oberfläche ist. Man muß also annehmen, daß die Radioaktivität nach unten schnell nachläßt. Es werden noch atomphysikalische Betrachtungen angestellt, die dies als wahrscheinlich erscheinen lassen. *K. Jung.*

Karl Jung. Diagramme zur Bestimmung der Terrainwirkung für Pendel und Drehwaage und zur Bestimmung der Wirkung „zwei-

dimensionaler“ Massenanordnungen. ZS. f. Geophys. **3**, 201—212, 1927, Nr. 5. Zur Bestimmung der Terrainwirkung auf Pendel und Drehwaage werden Diagramme angefertigt, und zwar durch Einteilung des umliegenden Geländes in solche Felder, daß deren Größe und Gestalt nur vom Azimut und der Entfernung abhängt. Die Höhe der einzelnen Felder findet durch Einführung des Erhebungswinkels Berücksichtigung. Je nach Größe des Erhebungswinkels wird den einzelnen Feldern ein Gewicht zuerteilt. Die Gesamtwirkung ist das Produkt aus Zählwert \times Gewicht, wo man unter Zählwert den von Azimut und Entfernung abhängigen Teil der Wirkung versteht. Bei zweidimensionaler Massenanordnung, d. h. bei Massenanordnungen, die sich in einer horizontalen Richtung sehr weit erstrecken, ist ein dem Erhebungswinkel entsprechender Winkel konstant, wodurch sich das Verfahren für zweidimensionale Massenanordnungen wesentlich vereinfacht. Die Diagramme können Verwendung finden bei Berechnung der Wirkung des Terrains auf die Intensität der Schwerkraft, auf die Krümmungsgröße und den Gradienten, sowie bei der Berechnung der Wirkung zweidimensionaler Masseneinbettungen. Eingehende Benutzungsvorschriften sind angegeben. W. Schneider.

Karl Jung. Die Wirkung der Kontinente und Ozeane auf die Differenz $B - A$ der Hauptträgheitsmomente der Erde im Äquator. ZS. f. Geophys. **4**, 33—45, 1928, Nr. 1. Zur Berechnung der Wirkung der Verteilung der Kontinente und Ozeane auf die Differenz $B - A$ der Hauptträgheitsmomente der Erde wird angenommen, daß das topographische Relief der Erde einer Kugel vom Radius $R = 6,4 \cdot 10^8$ cm und der Masse $E = 6,0 \cdot 10^{27}$ g aufgesetzt ist. Die Kontinente und Ozeane werden in Gebiete zerlegt, die von zwei Breitenkreisen φ_1 und φ_2 , zwei Meridianen λ_1 und λ_2 und zwei konzentrischen Kugelflächen mit den Radien R_1 und R_2 begrenzt sind. Die Masse eines jeden Gebiets entspricht angenähert $m_P = \delta (R_2 - R_1) (\lambda_2 - \lambda_1) R_P \cos \varphi_P (\varphi_2 - \varphi_1) R_P$ und wird in dem Punkte

$$\varphi_P = \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}, \quad \lambda_P = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} \quad \text{und} \quad R_P = \frac{R_1 + R_2}{2}$$

vereinigt angenommen. Ferner wird die Vereinfachung getroffen, daß alle Kontinente gleiche Höhe und gleichen Aufbau und die Ozeane gleiche Tiefe und gleichen Untergrund haben. Auf Grund dieser Vereinfachungen werden handliche Formeln für die Differenz $B - A$ gewonnen. Um den Einfluß der Kontinente auf $B - A$ zu ermitteln, wird die Massenverteilung der Erde mit einem Normalzustand verglichen, für den $B - A = 0$ ist. Es werden vier Fälle betrachtet: 1. Der anisostatische: Normalzustand ist die Erde mit homogener Schale. Die Kontinente werden aufgesetzt, die Meeresbecken ausgegraben und mit Wasser gefüllt. Es findet keinerlei Kompensation statt. 2. Der isostatische: Normalzustand wie bei 1. Die Massenanordnung der Kontinente und Ozeane ist eine isostatische gemäß der Prattischen Hypothese. 3. Der halbisostatische: Wie bei 2., nur daß die Ozeangebiete einen dem Meerwasser entsprechenden Massenüberschuß haben. 4. Der quasiisostatische: Entspricht der Kondensationsreduktion. Die Kontinentalmassen bilden im Normalzustand eine Flächenbelegung in Meereshöhe. — Die Schwerereduktionen sollen die Wirkung der Massenverteilung in der Erdkruste auf die Schwerewerte rückgängig machen. Bei der richtig ausgewählten Reduktion muß man zu Schwerewerten gelangen, für die $B - A = 0$ ist. Bei einer Reduktion, die der Massenverteilung nicht entspricht, bleibt eine Differenz zwischen B und A bestehen. Es wird nun gezeigt, welche Wirkung die gebräuchlichen Schwerereduktionen auf die Differenz $B - A$ haben. Die von Helmert und Berroth benutzte Freiluftreduktion der Schwerewerte hat überhaupt keine

und die von Heiskanen benutzte Hayfordsche Reduktion hat keine wesentliche Wirkung auf $B - A$. Die aus den Schwereformeln berechnete Differenz $B - A$ ist also nicht durch die Reduktionen vorgetäuscht. Die Berechnungen ergeben bei kreisförmig angenommenem Äquator für den anisostatischen Fall einen Betrag für $B - A$, der mit dem aus den Schweremessungen gewonnenen übereinstimmt. Der Winkel aber, den die kleinere Hauptträgheitsachse mit dem Meridian von Greenwich bildet, ist bei dem anisostatischen Falle um 90° verschieden von dem aus den Schweremessungen abgeleiteten. Der halbisostatische Fall gibt den Winkel richtig, aber erklärt nur ein Drittel der Differenz $B - A$. G. Angenheister hat den Verf. auf die Möglichkeit hingewiesen, daß ein systematischer Fehler, der alle amerikanischen Schwerewerte gegenüber den europäischen zu klein werden läßt, eine Differenz zwischen B und A vortäuschen kann. Eine ganz befriedigende Lösung des Problems ist noch nicht gefunden. W. Schneider.

Vicente Inglada. Über die Berechnung der Herdtiefe auf Grund der Lage des Inflexionspunktes der \bar{P} -Laufzeitkurve. ZS. f. Geophys. 3, 317—325, 1927, Nr. 7. Auf Grund des Gesetzes von Wiechert über die Abhängigkeit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit v der seismischen Wellen von der Entfernung r vom Erdmittelpunkt $v = a - b r^2$, wo a und b zwei Konstanten sind, wird der Winkel θ im Erdmittelpunkt, welcher der Epizentralentfernung Δ_i des Inflexionspunktes der unreduzierten Laufzeitkurve entspricht, berechnet, und zwar zu:

$$\operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} = \frac{h(a-b) + b h^2}{(a+b)(1-h)^2 + (1-h)(a+b)},$$

wobei der Erdradius R als Längeneinheit angenommen wurde. h ist die Herdtiefe. Für $h < 57$ km wird in dieser Formel $h < 0,008$, so daß man h^2 vernachlässigen kann. Die Relation geht dann über in

$$\operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} = \frac{h(a-b)}{2(a+b)}.$$

Setzt man für a und b die aus Beobachtungen abgeleiteten Werte $a = 0,002193116$ und $b = 0,001321846$ in die letzte Gleichung ein, dann besteht zwischen θ und h die sehr einfache Beziehung $\operatorname{tg} \theta/2 = 0,35205 \sqrt{h}$. Mit dieser Gleichung werden die Werte von Δ_i , welche der Herdtiefe h entsprechen, von Kilometer zu Kilometer berechnet und tabellarisch dargestellt. Hat man in der Laufzeitkurve die Lage des Inflexionspunktes festgestellt, so kann man aus dieser Tabelle mit großer Annäherung die Herdtiefe entnehmen. Als Beispiel wird die Herdtiefe des süddeutschen Bebens vom 16. November 1911 berechnet. W. Schneider.

Stjepan Mohorovičić. Über die Berechnung der Herdtiefe auf Grund der Lage des Inflexionspunktes der \bar{P} -Laufzeitkurve. ZS. f. Geophys. 3, 326—328, 1927, Nr. 7. In der Arbeit (vgl. vorst. Ref.) mit demselben Titel wie diese hat Inglada gezeigt, wie man auf Grund des Gesetzes für die Änderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der seismischen Wellen mit der Entfernung r vom Erdmittelpunkt $v = a - b r^2$, wo a und b Konstanten sind, eine sehr einfache Beziehung zwischen der Lage des Inflexionspunktes Δ_i und der Herdtiefe h erhalten kann. Der Verf. zeigt nun, daß man zu einer ebenso einfachen Relation zwischen Δ_i und h kommt, wenn man das von seinem Vater aufgestellte Gesetz über die Änderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der seismischen Wellen mit der Tiefe $v = v_0 \left(\frac{R}{r} \right) \cdot k$ zugrunde legt. k ist eine Kon-

stante. Die Herdtiefe h ergibt sich dann zu $h = \frac{R}{k+1} (1 - \cos [(k+1) \theta_i])$,

wo θ_i der Winkel im Erdmittelpunkt ist, der Δ_i entspricht. Für kleine θ_i kann man $\cos [(k+1)\theta_i]$ in eine Reihe entwickeln und die Reihenentwicklung beim zweiten Gliede abbrechen. Dadurch vereinfacht sich die Gleichung zu $\theta_i = m\sqrt{h}$

und $\Delta_i = n\sqrt{h}$, wo $n = \sqrt{\frac{2R}{k+1}}$. Für $k = 3,05, 3,35, 3,75$ und $4,05$ sind

Tabellen angegeben, die die Epizentralentfernungen des Inflexionspunktes für verschiedene Herdtiefen enthalten. *W. Schneider.*

W. Schneider. Seismographische Messungen der durch Straßenbahnwagen hervorgerufenen Bodenerschütterungen. ZS. f. techn. Phys. 9, 11—14, 1928, Nr. 1. Es wurden die Bodenerschütterungen in Abhängigkeit von der Fahrgeschwindigkeit gemessen, die beim Fahren von verschiedenen Straßenbahnwagentypen über eine Gleiskreuzung entstehen. Allgemein ist die vertikale Komponente zwei- bis dreimal so groß wie die horizontale senkrecht zur Gleisrichtung und drei- bis viermal so groß wie die horizontale parallel der Gleisrichtung. Die Periode der Bodenbewegung ist 0,035 Sek. Sie ist unabhängig von der Geschwindigkeit und der Belastung der Wagen sowie vom Wagentyp. Die Amplitude der Bodenbewegung ist außer von der Geschwindigkeit noch vom Gewicht der unabgefederten Massen abhängig. Je größer die unabgefederten Massen sind, um so größer ist die Amplitude. Bei einer Geschwindigkeit von 30 km/Stunde und mehr treten beim Herannahen der Wagen — also beim Fahren auf glattem Gleise — Erschütterungen auf, die auf heftigere vertikale oder horizontale Bewegungen der Wagen zurückgeführt werden. *W. Schneider.*

V. Conrad. Zur Frage der Erdbebenhäufigkeit und Polbewegung. Gerlands Beitr. 18, 247—261, 1927, Nr. 3. Um die für die Alpenbeben gefundene Tatsache nachzuprüfen, daß diese nach den Aufzeichnungen in Wien im Gegensatz zu den Mittelwerten der direkten Beobachtungen keine jährliche oder tägliche Periode zeigen, benutzte der Verf. nunmehr 850 in Batavia zwischen 1910 und 1925 registrierte Nahbeben. Auch hierbei ergab sich, daß keine tägliche oder jährliche Periode existiert. Das früher aus makroseismischen Berichten gewonnene Ergebnis, daß überall nachts wesentlich mehr Beben als am Tage, im Winter meist mehr als im Sommer festgestellt wurden, beruht also lediglich auf größerer Empfindlichkeit der Beobachter bei Nacht. 312 Beben mit Herden in Westjava wurden einer Periodogrammanalyse unterworfen, die drei stärker mit Erdbeben besetzte Versuchsperioden von 10, 14 und 16 Monaten ergab, von denen der 14monatlichen die größte Wahrscheinlichkeit für Realität zukommt. Der Verf. hat somit bei dieser Untersuchung das weitere interessante Ergebnis gewonnen, daß anscheinend die Polbewegungen mit der gleichen Periode zu den bebenauslösenden Ursachen zu zählen sind. *Gutenberg.*

B. Gutenberg. Die Bodenunruhe durch Brandung. ZS. f. Geophys. 3, 328—329, 1927, Nr. 7. Die von Gherzi für China aufgestellte Hypothese, daß die Tiefdruckgebiete bei dem Passieren des Ozeans Druckschwankungen auf das Wasser und durch dieses auf den Ozeanboden übertragen und so die überall auf den Kontinenten beobachtete „seismische Bodenunruhe“ erregen, trifft für Europa nicht zu, denn bei Übergang von Tiefdruckgebieten auf den Kontinent bleibt die Bodenunruhe im Gegensatz zu den Angaben von Gherzi stark, wenn nur anlandige starke Winde wehen. Diese erzeugen dann starke anlandige Brandung, die, besonders an Steilküsten, vom Verf. als Ursache der hier erwähnten Art der Bodenunruhe betrachtet werden. Auch die früher festgestellte Tatsache, daß die Lage und Tiefe der Depressionen in Europa keinen Einfluß auf die Unruhe hat, widerspricht der Theorie von Gherzi. *Gutenberg.*

K. F. Wasserfall. On periodic variations in terrestrial magnetism. Geofys. Publ. Oslo 5, Nr. 3, 33 S., 1927. Verf. benutzt die Tagesmittel der magnetischen Horizontalintensität H an Amundsens Polarstation Gjøhavn ($68^{\circ} 37' N$, $95^{\circ} 55' W$, nahe dem magnetischen Pol, Registrierungen vom 1. November 1913 bis 1. Juni 1905; Jahresmittel 1904 $H = 0,0076$ CGS). Er sucht mit Hilfe fortlaufender Mittel Perioden zwischen 1 und 70 Tagen, über deren Realität allein auf Grund des Anblicks von Kurven entschieden wird. *J. Bartels.*

A. Nippoldt. Verteilung der örtlichen magnetischen Störungen in Europa. (Vorläufige Mitteilung.) ZS. f. Geophys. 3, 313—315, 1927, Nr. 6.

A. Nippoldt. Karten der Verteilung des Erdmagnetismus und seiner örtlichen Störungen in Europa. Arch. d. Erdmagn. Nr. 6; Veröffentl. d. Preuß. Meteorol. Inst. Nr. 354, Abhandl. 8, Nr. 11, 42 S. 4 Karten. Berlin, J. Springer, 1927. Auf Grund aller neueren, zum Teil unveröffentlichten magnetischen Landesaufnahmen wurden Karten von Europa im Maßstab 1 : 6 500 000 entworfen. Das Feld wird von der Westküste bis etwa zum Meridian $30^{\circ} E$ wiedergegeben durch Isogonen, Isodynamen für Horizontal- und Vertikalintensität, reduziert auf die Epoche 1921,0, und eine Karte der Verteilung der örtlichen Störungen; letztere ist aus den Isodynamen der Vertikalintensität gewonnen und gibt deren Abweichungen von einem graphisch ausgeglichenen Verlauf. Die benutzten Quellen werden ausführlich nachgewiesen. Die Störungen hängen eng mit dem geologischen Bau des Untergrundes zusammen. Die großen Anomalien sind hauptsächlich an das Urgestein gebunden (Finnland, Südschweden; Alpen, transsylvanische Alpen, Bretagne, Belgien, Schottland usw.). An nächster Stelle stehen die neueren Eruptiva (Auvergne, Hebriden). Dann folgen die paläozoischen Gesteine (Irland-England, Frankreich), während alle jüngeren Schichten keine weiter erstreckten Anomalien tragen. Beim Vergleich mit den Schwerestörungen ergibt sich, daß die großen mitteleuropäischen Schwereanomalien überall von magnetischen begleitet sind, daß aber die größten magnetischen Störungen nicht notwendigerweise Schwerestörungen mit sich führen. *J. Bartels.*

J. Maurer. Erdmagnetismus. Bibliographie der schweizerischen Landeskunde. Fasz. IV, 4. 9 S. Bern 1927. Zusammenstellung aller Arbeiten, die sich auf die erdmagnetischen Verhältnisse in der Schweiz beziehen. *J. Bartels.*

R. Bock. Ein neuer magnetischer Normaltheodolit (mit einigen Bemerkungen von Ad. Schmidt). ZS. f. Instrkde. 48, 1—14, 1928, Nr. 1. Neben den gewöhnlichen Messungen der Horizontalintensität soll dieser Theodolit vor allem dazu dienen, nach den Methoden von Ad. Schmidt (diese Ber. 8, 1860, 1927) die Parameter von Stabmagneten zu bestimmen. Dabei werden als Parameter diejenigen Konstanten bezeichnet, die für die Wirkung eines Magnets maßgebend sind, also Moment, Poldistanz und die höheren Glieder, die die Abweichung des wirklichen Magnets vom schematischen (zwei Polpunkte) kennzeichnen. Zu dem genannten Zwecke besitzt der Theodolit an den beiden Enden der Schiene Magnetlager, die um vertikale Achsen drehbar sind, und mittels derer dem Ablenkungsstab jede beliebige Lage in der Horizontalebene gegenüber der Nadel gegeben werden kann. Von sonstigen Verbesserungen ist zu erwähnen eine am Torsionskopf vorhandene Einstellvorrichtung, mit deren Hilfe die zentrale Lage der Nadel bequem und genau aufgesucht wird. Die Entfernung der Drehpunkte der Lager (60 cm) läßt sich mittels einer beigegebenen Komparator-einrichtung ausmessen. Bisher war es üblich, die Parameter aus Ablenkungsbeobachtungen zu berechnen, die bei verschiedenen Entfernungen des Ab-

lenkungsstabes, aber sämtlich in erster Lamontscher Hauptlage (Stab senkrecht zur abgelenkten Nadel) angestellt wurden. Ein vollständig mitgeteiltes Beispiel veranschaulicht die höhere Genauigkeit, die mit dem neuen Theodolit dadurch erzielt wird, daß der Stab bei gleichbleibender Entfernung in verschiedene Winkellagen zur Nadel gebracht wird. Die Grundlagen für die Messung der Horizontalintensität können also durch die neue Methode erheblich verbessert werden.

J. Bartels.

D. W. Dye. A Magnetometer for the Measurement of the Earth's Vertical Magnetic Intensity in CGS Measure. Proc. Roy. Soc. London (A) 117, 434—458, 1928, Nr. 777. Bisher wurde die erdmagnetische Vertikalintensität Z auf dem Umweg über Horizontalintensität H und Inklination I aus $Z = H \cdot \operatorname{tg} I$ bestimmt. Dieses Verfahren ist in außertropischen Gebieten mit großem I ungeeignet. Nachdem schon La Cour ein Magnetometer zur unmittelbaren Z -Messung konstruierte, baute Verf. ein Instrument, das den höchsten Ansprüchen an Genauigkeit genügen soll und ein Seitenstück zum H -Magnetometer von Schuster-Smith darstellt. Das Prinzip besteht in der Kompensation von Z durch ein Vertikalfeld, das von einem Gleichstrom erzeugt wird, der durch ein Helmholtzspulensystem fließt (zwei kongruente, parallele Kreiswindungen im Abstand ihres Radius, in deren Achsenmitte ein homogenes Magnetfeld herrscht). Das Verschwinden des resultierenden Feldes wird nach der Methode des Vibrationsgalvanometers festgestellt. Zur Messung wird das Helmholtzspulensystem mit horizontalen Windungsflächen aufgestellt. Im Mittelpunkt des Systems ist eine kleine, flache und leichte Spule (2×1 cm) an einer horizontalen Vibrationsachse aus Phosphorbronze aufgehängt in einem Rahmen, der so justiert wird, daß die Spulenebene vertikal steht und die Vibrationsachse in den magnetischen Meridian fällt. Ein verhältnismäßig starker Wechselstrom von der Frequenz ($15 \operatorname{sec}^{-1}$) der Resonanzvibration wird der Spule durch die Suspension zugeleitet. Die Vibration, die infolge der Wirkung des Magnetfeldes auf den Wechselstrom eintritt, wird auf Null reduziert, wenn der Gleichstrom in der Helmholtzspule so abgeglichen wird, daß sein magnetisches Feld am Orte der Vibrationsspule genau entgegengesetzt und gleich Z ist. Dieser Gleichstrom wird potentiometrisch gemessen; Z ergibt sich durch Multiplikation mit der Konstanten der genau ausgemessenen Helmholtzspule. Der Basiswert eines Z -Variometers läßt sich mit dem neuen Instrument, soweit die Beobachtungsfehler allein betrachtet werden, auf $0,3 \gamma$ genau bestimmen; der absolute Wert selbst ist auf etwa 2 bis 4γ gleich $0,5$ bis $1 \cdot 10^{-4}$ des Gesamtwertes sicher.

J. Bartels.

O. Venske. Ein Vergleich der erdmagnetischen Normalinstrumente von Potsdam und Rude Skov. Bericht über die Tätigkeit des Preußischen Meteorologischen Instituts im Jahre 1927, Anhang, S. 105—114. Berlin 1928. Ein Theodolit und ein Erdinduktor wurden in Potsdam und in Rude Skov mit den Normalinstrumenten verglichen. Die Übereinstimmung zwischen beiden Stationen ist befriedigend; zwischen den D - und I -Messungen besteht kein merklicher Unterschied, während die Potsdamer H -Werte um $6,5 \gamma$ höher liegen als die dänischen.

J. Bartels.

R. Bock. Über Temperaturkoeffizienten von Magneten. Bericht über die Tätigkeit des Preußischen Meteorologischen Instituts im Jahre 1927, Anhang, S. 114—118. Berlin 1928. Zur Untersuchung wird der Magnet an einem Platinfaden aufgehängt und durch Torsion in die magnetische Ost-Westrichtung gebracht. Sein Winkel mit dem magnetischen Meridian wird durch Spiegelablesung bestimmt und gibt die Änderungen des Produktes aus Moment M und Horizontal-

intensität H ; da ΔH bekannt ist, läßt sich $\Delta M = \mu M \Delta t$ (t Temperatur) berechnen. Der Magnet hängt in einem heizbaren, wassergefüllten, doppelwandigen Zinkgefäß; t wird mit Thermoelementen gemessen. Von zwei geometrisch gleichen Magneten hatte derjenige aus Kobaltstahl den Temperaturkoeffizienten $\mu = -2,4 \cdot 10^{-4}$, derjenige aus Wolframstahl $\mu = -2,9 \cdot 10^{-4} \text{ Grad}^{-1}$; der erstere ist also in thermischer Hinsicht besser. Bei Änderungen der Temperatur entspricht das Moment des Magnets innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit seiner gleichzeitigen Temperatur. Das von Venske beobachtete thermische Nachhinken bei erdmagnetischen Lokalvariometern geht also nicht auf magnetische Verzögerung zurück. *J. Bartels.*

Luis Rodés. Some new remarks on the cause and propagation of magnetic storms. *Terrestrial Magnetism* **32**, 127—131, 1927, Nr. 3/4. Nach der Hypothese des Verf. sollten magnetische Stürme zuerst auf dem Meridian mit 6 Uhr Ortszeit ausbrechen, weil dieser Meridian bei dem Umlauf der Erde um die Sonne voranschreitet und zuerst die solare Ionenwolke treffen soll. Die Höchstwerte der erdmagnetischen Aktivität zur Zeit der Äquinoktien werden damit erklärt, daß die Erde fast gleichzeitig ihre größte heliographische Breite erreicht; weil Sonnenflecke am Sonnenäquator fehlen, soll dann die Wahrscheinlichkeit wachsen, daß die Erde auf Ionenströme trifft. *J. Bartels.*

W. B. Schokastowitsch. Die periodischen Schwankungen der Sonnenflecken und der magnetischen Kraft. *Terrestrial Magnetism* **32**, 133—138, 1927, Nr. 3/4. Auf Grund elementarer Kurvendarstellungen wird behauptet, daß die klimatischen Elemente, die erdmagnetischen Erscheinungen und die Sonnenfleckenzahlen außer der 11 jährigen Periode auch parallel verlaufende Perioden von 33,1, 5,8 und 3,2 Jahren enthalten. *J. Bartels.*

A. Nippoldt. Über eine anisotrope Magnetisierung der Erde. Bericht über die Tätigkeit des Preußischen Meteorologischen Instituts im Jahre 1927. Anhang, S. 97—105. Berlin 1928. Bei den einzelnen Potentialentwicklungen des permanenten erdmagnetischen Feldes erscheinen die höheren Glieder der Kugelfunktionenreihe weniger vom Beobachtungsmaterial und von der Epoche abhängig als die ersten. Diese Tatsache wird dahin gedeutet, daß die höheren Glieder aus physikalischen Gründen auftreten. Als Beispiel einer Erklärungsmöglichkeit vergleicht Verf. die Inhomogenität des erdmagnetischen Feldes mit der anisotropen Magnetisierung von Eisenkristallen, die in ein homogenes Magnetfeld gebracht werden. *J. Bartels.*

J. Egedal. The lunar-diurnal magnetic variation and its relation to the solar-diurnal variation. *Terrestrial Magnetism* **32**, 139—141, 1927, Nr. 3/4. Ergänzung zu einer früheren Arbeit (diese Ber. 8, 1196, 1614, 1927). Es wird $f(\varphi) = 1$ gesetzt. *J. Bartels.*

D. Stenquist. The diurnal variation of the normal earth-current in Southern Sweden. *Terrestrial Magnetism* **32**, 143—145, 1927, Nr. 3/4. Seit August 1924 wird in Lund der Erdstrom registriert in einer 29 km langen Luftleitung und einem 17 km langen Kabel. Die Monatsmittel des täglichen Ganges der Nord- und Ostkomponente des Erdpotentialgradienten werden nach dreijährigen Beobachtungen mitgeteilt. Die durchschnittliche Abweichung der Stunden- vom Tagesmittel ist rund 0,5 Millivolt/km, etwa gleich groß am Tage und in der Nacht, sowie im Sommer und im Winter. *J. Bartels.*

R. v. d. Woolley. Magnetic observations in Spitzbergen in 1927. *Terrestrial Magnetism* **32**, 147—150, 1927, Nr. 3/4. Absolute Beobachtungen von *D* und *H* auf der Expedition der Universität Cambridge nach der Edge-Insel, dem Südostglied der Spitzbergengruppe, Juli/August 1927. Die Säkularvariation wird durch Vergleich mit russischen Beobachtungen (1898) abgeleitet. *J. Bartels.*

Ad. Schmidt. Enthalten die Variationen des Erdmagnetismus einen Bestandteil, der in Beziehung zur Sternzeit steht? Bericht über die Tätigkeit des Preußischen Meteorologischen Instituts im Jahre 1927, Anhang, S. 89—97. Berlin 1928. Es ist ziemlich aussichtslos, nach erdmagnetischen Wirkungen einer sternzeitlichen periodischen Schwankung der durchdringenden Höhenstrahlung auf empirisch-statistischem Wege zu suchen. Unabhängig davon kann man fragen, ob nicht doch eine erdmagnetische Variation von der Periode eines Sterntages existiert, deren Ursache nur ein kosmisches Magnetfeld sein könnte. Diese Frage ist deshalb schwierig zu beantworten, weil bereits die jahreszeitliche Veränderung der sonntägigen Variation rein formal zu einer sternzeitlichen Schwankung führt. Verf. versucht diesem Übelstand dadurch zu begegnen, daß er die einzelnen Monatsreihen auf gleiche Amplitude reduziert, bevor er sie nach Sternzeit umordnet. Der Vergleich der so berechneten Schwankungen an fünf Stationen scheint bei den horizontalen Komponenten für, bei der vertikalen gegen die Annahme eines schwachen, vom Sonnensystem unabhängigen Feldes von höchstens 5 γ Amplitude zu sprechen; das Ergebnis ist also nicht eindeutig und fordert zur weiteren Prüfung der Frage auf. *J. Bartels.*

Albert Wigand. Messungen des luftelektrischen Potentialgefälles vom Luftschrift aus. *Ann. d. Phys.* (4) **85**, 333—361, 1928, Nr. 3.

Albert Wigand. Untersuchungen über die elektrische Selbstaufladung von Verbrennungsmotoren und Messungen des luftelektrischen Potentialgefälles vom Luftschrift aus. *ZS. f. Flugtechn.* **19**, 77—86, 1928, Nr. 4. Das von A. Wigand und T. Schlomka [*Ann. d. Phys.* (4) **75**, 279, 1924; *ZS. f. Flugtechn.* **15**, 153, 185, 1924] im Flugzeug entwickelte Spannungsmeßverfahren mit einem schnell wirkenden Radiothorkollektor wurde im Luftschrift angewendet, um hier (wie im Flugzeug) die elektrische Selbstaufladung der Motoren zu studieren und das luftelektrische Potentialgefälle zu messen. Zur Aufklärung des Vorgangs der Selbstaufladung sind weitere Versuche an anderen Verbrennungskraftmaschinen ausgeführt worden. Als wahrscheinlichste Ursache der Motoraufladung kommt die Reibung der Auspuffgase mit ihren fein verteilten Verunreinigungen in Betracht. Nicht ausgeschlossen ist ein glühelektrischer Vorgang als Ursache. Daß die Magnetzündung beim Aufladungseffekt nicht beteiligt ist, wurde durch Versuche mit einem Dieselmotor nachgewiesen, der sich wie magnetgezündete Benzinmotoren auflud. Die Maybachmotoren (400 PS, Benzin) des Amerika-Zeppelins LZ 126 zeigten (wahrscheinlich wegen der günstigen Beschaffenheit ihres Auspuffs) im Gegensatz zu allen untersuchten Flugzeugmotoren eine nur geringfügige Aufladung, die bei der Messung des luftelektrischen Potentialgefälles nicht nennenswert störte, da sie für alle fünf Motoren zusammen das Potentialgefälle am Luftschrift nur um maximal 30 Volt/m veränderte und durch eine Korrektur berücksichtigt werden konnte. — Die Ergebnisse der Messungen bei zwei Probefahrten des Luftschriftes an Tagen, die für gowitterfreies Hochdruckwetter als typisch gelten können, ergaben für die unteren Schichten bis 1300 m Seehöhe ein klares Bild der luftelektrischen Feldverhältnisse und ihres Zusammenhangs mit den meteorologischen Bedingungen. Der Vertikalverlauf des Potentialgefälles geht durch große negative Werte, zeigt damit höher

gelegene, negativ geladene Schichten bereits mehrere 100 m tiefer deutlich an und ergibt nach der Poissonschen Gleichung für die positive und negative Raumladungsdichte der durchfahrenen Schichten Werte, die ein hohes Vielfaches des normalen Mittelwertes der positiven Raumladungsdichte der unteren Luftschichten bis 1500 m Höhe sind. Bei wechselndem Fahren über dem Bodensee und seinem Ufer in geringer Höhe war das über dem See herrschende Potentialgefälle kleiner als das in gleicher absoluter Höhe über dem Lande gemessene. — Es werden ferner einige noch ungeklärte Raumladungsprobleme erörtert: Die Ursache für das Vorhandensein von überwiegend positiver Raumladung in den bodenfernen Luftschichten wird neben der Erhaltung der negativen Erdladung als wesentlicher Teil des Problems der Erhaltung des luftelektrischen Gesamtfeldes bezeichnet. Durch Ionenstauung in Dunst- und Wolkenschichten können sich Raumladungsdoppelschichten mit positiver Überschußladung der Gesamtschicht ausbilden. Die Entstehung der einfachen negativen Raumladungsschichten und der schichtweisen Umkehr von Feld- und Stromrichtung ist nicht verständlich im stationären Zustand des vertikalen Ionenstromes; man muß dafür meteorologische Vorgänge verantwortlich machen, wie die Änderung des horizontalen Lufttransports mit der Höhe und das Herausfallen von Raumladung durch Kondensation und Niederschlag, um die Beseitigung oder Einschlebung geladener Einzelschichten zu erklären. Berechnet man die positive Raumladungsdichte aus dem Vertikalverlauf des Potentialgefälles nur für flache, positiv geladene Schichten, so kommen diese Werte den direkt gemessenen Werten der positiven Raumladung in der Größenordnung nahe, während man aus dem mittleren Feldverlauf bei großer Schichtdicke durch Einschluß negativer Raumladungsschichten wesentlich kleinere positive Mittelwerte erhält. Zum Schluß werden Maßnahmen zur luftelektrischen Sicherung des Luftschiffes mit Hilfe des verwendeten Spannungsmeßverfahrens besprochen.

Wigand.

Hans Benndorf. Beiträge zur Kenntnis der atmosphärischen Elektrizität. Nr. 67. Grundzüge einer Theorie des elektrischen Feldes der Erde. I. Wiener Ber. 134 [2a], 281—315, 1925, Nr. 5/6. Berichtet nach Wiener Anz. 1925, S. 138.

Scheel.

Victor F. Hess. Die mittlere Lebensdauer der leichten Ionen und die Ionisierungsbilanz in der Atmosphäre über dem Meere und im Gebirge. Phys. ZS. 28, 882—894, 1927, Nr. 24.

Victor F. Hess. Die Ionenerzeugung und Ionenvernichtung in der Atmosphäre über dem Meere und im Gebirge. Wiener Ber. 136 [2a], 603—643, 1927, Nr. 8. Wiener Anz. 1927, S. 143—145, Nr. 21. Die vorliegende Untersuchung, in den Wiener Berichten ausführlicher und mit den vollständigen Tabellen der Beobachtungen dargestellt, bringt einen wesentlichen Fortschritt in der Erkenntnis der ionenerzeugenden und ionenvernichtenden Vorgänge der Atmosphäre sowie in der schwierigen Frage der Ionisierungsbilanz. Im Gegensatz zu den einfachen Verhältnissen der reinen Luft bei Laboratoriumsversuchen liegt die Sache in der Freiluft komplizierter wegen des Zusammenwirkens von Kleinionen, Großionen und ungeladenen Kondensationskernen. Wie Schweidler zuerst gezeigt hat, tritt an Stelle des quadratischen Wiedervereinigungsgesetzes in kernhaltiger atmosphärischer Luft eine lineare Beziehung zwischen der Ionisierungsstärke q und der Zahl n der leichtbeweglichen Ionen im Kubikzentimeter: $q = \beta \cdot n$. Die Größe β heißt Verschwindungskonstante der leichten Ionen, ihr Reziprokwert ϑ

wird als mittlere Lebensdauer bezeichnet. — Für brauchbare Messungen unter schwierigen Verhältnissen im Freien wurde vom Verf. eine von Schweidler angegebene Methode zur Bestimmung der Verschwindungskonstante β modifiziert und verfeinert. Dabei wird in einem mit Freiluft gefüllten Zylinderkondensator die Strom-Spannungscharakteristik aufgenommen und aus der graphisch ermittelten Halbwertsspannung (Spannung für die Hälfte der Sättigungsstromstärke) die ihr proportionale Verschwindungskonstante ermittelt. Die angenäherte Gültigkeit des linearen Verschwindungsgesetzes wurde durch besondere Versuche bestätigt, wenigstens für solche Ionisierungsstärken, die nicht größer waren als die natürlich vorkommenden; bei künstlich gesteigerter Ionisation zeigten sich Abweichungen. Eine Unsicherheit von $\pm 20\%$ kommt allerdings hinein durch die Annahme eines konstanten Wertes für die Summe der Beweglichkeiten der positiven und negativen Ionen. — Als Wichtigstes sind die Versuche des Verf. in Seeluft auf Helgoland anzusehen. Zum Vergleich sind auch in reiner Gebirgsluft (Lans in Tirol) Messungen ausgeführt worden; Vorversuche wurden in Graz und in Küb am Semmering angestellt. Die Helgoländer Messungen ergaben im Oberland: $\beta = 44,9 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$, $\vartheta = 22,3 \text{ sec}$, am Hafen: $\beta = 35,3 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$, $\vartheta = 28,3 \text{ sec}$ als Mittelwerte; die Extremwerte betragen $\beta = 15 \cdot 10^{-3}$ und $84 \cdot 10^{-3}$, $\vartheta = 67$ und 12 ; bei Landwind mit unreinerer Luft sind die Werte der Verschwindungskonstanten wie auch der (früher von Luedeling gemessenen) Kernzahlen am größten. In Lans (880 m Höhe im Innsbrucker Mittelgebirge) waren die Mittelwerte $\beta = 30,6 \cdot 10^{-3}$ und $\vartheta = 32,7$; in reiner Landluft ist also die Lebensdauer nicht kleiner als in reiner Seeluft. — Aus dem beobachteten Mittelwert der Verschwindungskonstante auf Helgoland wird unter Benutzung einiger von Nolan und seinen Mitarbeitern gefundenen Beziehungen der Wiedervereinigungskoeffizient zwischen leichten und schweren Ionen zu $14,9 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{sec}$ und zwischen leichten Ionen und ungeladenen Kernen zu $11,6 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{sec}$ bestimmt, in guter Übereinstimmung mit den von Nolan in Dublin auf anderem Wege gefundenen Werten. In diesem Abschnitt steht in beiden Abhandlungen wesentlich N/N_0 statt N_0/N . — Es wurden auch auf Helgoland Versuche unternommen, direkt durch Verstärkungswirkung in Bleischirmen die Existenz von durchdringenden Elektronenstrahlen nachzuweisen, die nach Millikan und Cameron durch die Ultra- γ -Strahlung (Höhenstrahlung) beim Durchgang durch Materie infolge von Absorption und durch den Comptoneffekt ausgelöst werden sollen. Das Versuchsergebnis war negativ; diese Elektronen liefern in Apparaten mit 3 mm dicker Zinkwand keine Ionisationswirkung, die im Vergleich zur Ionisation der Höhenstrahlung merklich wäre, müßten also wesentlich weniger durchdringend sein. Die Ionisationswirkung der Höhenstrahlung in Helgoland war $1,7 J$; die gesamte Ionisation durch primäre Höhenstrahlung und die von dieser erregten Sekundärstrahlungen über dem Meere wird auf höchstens $3 J$ veranschlagt. Der Gehalt der Luft an Radiumemanation auf Helgoland war mindestens zehnmal kleiner als der mittlere Gehalt über dem Festland. — Zum Schluß wird die Ionisierungsbilanz über dem Meere aufgestellt unter Benutzung des auf Helgoland erhaltenen Minimalwertes der Verschwindungskonstante β und der ebendort bestimmten Ionisierungsstärke q der Höhenstrahlung einschließlich der von ihr erzeugten Sekundärstrahlungen. Es ergibt sich für die Zahl der leichten Ionen im Kubikzentimeter höchstens $n = 200$, während die direkten Beobachtungen auf den Carnegiefahrten zwei- bis dreifach höhere Werte lieferten. Diese Diskrepanz läßt sich noch nicht befriedigend erklären und deutet darauf hin, daß bei der Einschätzung der ionenerzeugenden Vorgänge auf dem Meere, wahrscheinlich aber auch über Land, nicht alle wirksamen Faktoren erfaßt werden. Es fehlt noch an gleichzeitigen Messungen der Ionenerzeugung, der

Verschwindungskonstante und der Zahl der leichten und schweren Ionen sowie der ungeladenen Kerne am gleichen Orte zur Klärung der Ionisierungsbilanz.

Wigand.

A. Brasch, F. Lange und C. Urban. Vorläufige Versuche zur Erzielung extremer elektrischer Potentiale mittels der atmosphärischen Gewitterelektrizität. *Naturwissenschaft.* **16**, 115—116. 1928, Nr. 7. Auf dem Monte Generoso bei Lugano wurde im vorigen Sommer ein enges Tal durch ein isoliertes Trägerseil überspannt, das in der Mitte ein mit Spitzen versehenes weitmaschiges Drahtnetz zum Sammeln der Ladungen der Atmosphäre trug. Die Länge der Verspannung war 760 m, die Höhe des Netzes über der Talsohle 80 m. Das Seil war an den Endpunkten durch Ketten von Steatitmotorisolatoren gegen 2,5 bis 3 Millionen Volt Gleichstrom isoliert. Zur Bestimmung der Spannung wurde ein statisches Meßinstrument und eine Funkenstrecke benutzt. Infolge später Fertigstellung konnte nur ein kräftiges Gewitter beobachtet werden. Dabei wurde eine Spannung von etwa 1,7 Millionen Volt abgenommen. Verff. kommen auf Grund ihrer Versuche zu dem Schluß, daß es auf diesem Wege möglich ist, die technisch erreichbaren Spannungen zu übertreffen. Es lassen sich ohne Schwierigkeiten bedeutend größere Verspannungen und Netzhöhen erzielen. Die Versuche werden in diesem Jahre mit vergrößerten Mitteln fortgesetzt.

Güntherschulze.

W. J. Rooney. Earth-resistivity measurements in the Copper Country, Michigan. *Terrestrial Magnetism* **32**, 97—126, 1927, Nr. 3/4. Verf. wendet die von ihm und Gish ausgebildete Wennersche potentiometrische Methode im Kupfergebiet des nördlichen Michigan zu orientierenden Voruntersuchungen an, um erstens in Gebieten bekannter geologischer Struktur zu studieren, wie sich der mittlere spezifische Erdwiderstand ϱ mit der Tiefe ändert, und zweitens, um ϱ für geologische Formationen in ungestörter Lage zu bestimmen. Die Apparatur wird beschrieben. Aus verschiedenen Meßreihen geht hervor, wie jeweils ϱ von dem Elektrodenabstand a abhängt. ϱ wird als ein Mittelwert des Widerstandes bis zur ungefähren Tiefe a gedeutet; der Verlauf der Funktion $\varrho(a)$ läßt demnach Schlüsse auf die verborgene geologische Struktur zu. Die dünne, oberflächliche Schicht feuchten, pflanzentragenden Bodens leitet im allgemeinen gut. Das Grundwasserniveau und die Tiefe der Deckschicht lassen sich unter normalen Bedingungen ziemlich genau und mit geringen Kosten bestimmen; dabei sind normale Bedingungen charakterisiert durch ziemlich gleichförmige horizontale Verteilung und genügende Unterschiede im elektrischen Widerstand der übereinanderliegenden Schichten. Der Wert von ϱ wird vor allem bestimmt durch die Menge und Art der im Boden vorhandenen Lösungen; ϱ ist deshalb für die dichteren vulkanischen Gesteine fünf- bis zehnmal größer als für die porösen Sedimentgesteine (Sandstein $\varrho = 20000 \text{ Ohm/cm}^3$). In den Deckschichten wechselt ϱ zwischen 1000 (feuchter Lehm) und 500000 Ohm/cm^3 (trockener Kies). (Statt Ohm/cm^3 , wie der Verf. schreibt, wäre besser $\text{Ohm} \cdot \text{cm}$ zu setzen. Der Ref.)

J. Bartels.

L. Vegard. Neuere Ergebnisse über das Leuchten verfestigter Gase und ihre Beziehungen zum Nordlicht. *Naturwissenschaft.* **15**, 438—444, 1927, Nr. 20. Einer Übersicht über die durch Arbeiten des Verf. bei Beschießung des festen Stickstoffs, sowie vom festen Argon mit Stickstoffbeimengung in verschiedenen Konzentrationen mit Kanalstrahlen und schnellen Kathodenstrahlen bisher festgestellten Spektralserien folgt eine quantentheoretische Deutung sämtlicher Linien als Oszillationsserien, wobei auf die Ähnlichkeit der Banden

des festen Stickstoffs mit denjenigen des gasförmigen Zustandes hingewiesen wird. Die Intensitätsverhältnisse in den Banden N_1 , N_2 , N_3 und N_4 werden erörtert; insbesondere wird die zuweilen auftretende tiefrote Färbung des Nordlichtes als praktisch durch die einzige Linie 6320 der N_3 -Bande verursacht nachgewiesen. Die vom Verf. früher auf Grund seiner Deutung des Nordlichtspektrums gezogene Schlußfolgerung, daß mit abnehmender Teilchengröße die N_1 -Bande sich zu einer scharfen Linie (5577) transformieren muß, wurden durch Versuche mit festen Mischungen von Argon und Stickstoff geprüft, wobei sich die Größe der verfestigten Stickstoffteilchen vermindert. Mit steigendem Argongehalt verschob sich das Hauptmaximum nach längeren Wellen. Dasselbe trat auch bei Versuchen mit festen Neon-Stickstoffgemischen ein. Durch Extrapolation einer so gewonnenen Kurve ergibt sich für sehr geringe Stickstoffmengen $\lambda = 5577,56 - 0,8754c$. Die Grenzwellenlänge für $c = 0$ ist 5577,56, was innerhalb der Meßgenauigkeit mit der Wellenlänge der Nordlichtlinie (5577,35) übereinstimmt.

V. v. Keussler.

B. P. Gerasimovič. Astrophysical aspects of the general field of penetrating radiation. Proc. Amer. Acad. 62, 173—185, 1927, Nr. 6. Verf. diskutiert die in den letzten Jahren von mehreren Seiten aufgeworfene Frage nach der Herkunft des Lichtes der hellen Nebel im Weltraum und nimmt an, daß es durch starke Ionisation hervorgerufen sei, ähnlich wie bei den im Interstellarraum vorkommenden, äußerst fein verteilten Calciumwolken Ionisation festgestellt ist. Die gemeinsame Ursache dieser Ionisation könnte die kosmische, sehr durchdringende Strahlung (Ultra- γ -Strahlung) mit ihren sekundären Elektronen sein. Verf. nimmt nun als Grenzen des Spektrums der Ultra- γ -Strahlung die beiden von Millikan berechneten Werte $6,3 \cdot 10^{-12}$ und $3,8 \cdot 10^{-12}$ cm an und leitet für eine derartige Strahlung, deren Ionisationsvermögen in 3600 m Höhe mit 12,2 J angesetzt wird, als Energiedichte an der Grenze der Erdatmosphäre $4,7 \cdot 10^{-6}$ bzw. $8,2 \cdot 10^{-5}$ Erg/cm² ab. (Verf. scheint nebenbei die Ansicht zu vertreten, daß die Ultra- γ -Strahlung mit ihren Sekundärelektronen die Ursache für die Aufrechterhaltung der negativen Erdladung bilde; nähere Begründung fehlt, es wird nur auf eine ältere Arbeit von W. F. G. Swann verwiesen, in welcher die Idee der Kompensation des vertikalen Leitungsstromes durch einen Zustrom schnell bewegter Elektronen vertreten wurde.) Rein energetisch ist die Ultra- γ -Strahlung gegenüber dem Sonnenlicht (Energiedichte $1,4 \cdot 10^5$ Erg/cm²) verschwindend gering. Verf. betrachtet nun die Comptonstreuung als einzige Wechselwirkung zwischen Ultra- γ -Strahlung und Materie und wendet die Theorie der Ionisation durch γ -Strahlen von Kramers (Phil. Mag. 46, 850, 1923) und durch β -Strahlen von R. H. Fowler (Phil. Mag. 47, 259, 1924) auf ein Gas im Zustand äußerster Verdünnung an, das von Ultra- γ -Strahlen durchsetzt ist. Für Eddingtons hypothetisches Gas im Interstellarraum (Dichte 10^{-24} g/ccm) wären nach dieser Rechnung etwa $1/500$ aller Atome ionisiert, für diffuse Nebel im Kosmos (Dichte 10^{-19} g/ccm) nur ein Millionstel aller Atome. Die Energie der durch Ultra- γ -Strahlung ausgelösten Elektronen ist sehr groß, doch ist für solche hochgeschwinde Elektronen der Wirkungsbereich relativ klein. Verf. kommt zu dem Schluß, daß in manchen Orten des Universums (z. B. in den Riesensternen der Klasse M, speziell der Type Mira Ceti) intensive örtliche Felder von hochfrequenter Strahlung über dem allgemeinen Felde der durchdringenden Strahlung überlagert sind und dort durch Ionisation eine bedeutsame Rolle spielen, daß jedoch die ionisierende Wirkung des allgemeinen Feldes der Ultra- γ -Strahlung gegenüber dem Effekt des allgemeinen Feldes der Strahlung des Interstellargases Eddingtons oder der heißen Sterne zu vernachlässigen

ist. Dem Verf. scheint unbekannt zu sein, daß die seiner Rechnung zugrunde gelegten Wellenlängen der Ultra- γ -Strahlung kaum der Größenordnung nach als gesichert gelten können. *V. F. Hess.*

G. Hoffmann und E. Steinke. Die Maximalhärte der Hessschen Ultra- γ -Strahlung. *Naturwissensch.* **15**, 995, 1927, Nr. 51. Die Verff. haben die von Hoffmann in einer früheren Arbeit (Schriften der Königsberger gelehrt. Ges. **4**, 1, 1927) ausgesprochene Vermutung, daß ein Teil der Ultra- γ -Strahlung erst durch 150 cm Blei zur Hälfte absorbiert werde, vollauf bestätigen können. Die Reststrahlung des Apparats wurde unter 1000 m dicken Gesteinsschichten im Albulatunnel bestimmt, wobei die Gesteinsstrahlung durch einen 12 cm dicken Eisenpanzer abgeschirmt wurde. *V. F. Hess.*

P. Idrac. Sur un appareil enregistreur pour l'étude océanographique des courants de profondeur. *C. R.* **184**, 1472—1473, 1927, Nr. 24. Der Apparat soll dazu dienen, die Strömungen in den Tiefen des Ozeans zu registrieren. Er besteht im wesentlichen aus einem starkwandigen Messingzylinder und einer Stromfahne. Im Innern des Gefäßes befindet sich ein Kompaß, dessen Rose leuchtende Punkte trägt und dessen Einstellung auf einem durch ein Uhrwerk bewegten Film photographisch abgebildet wird. Die Geschwindigkeit wird durch elektrische Kontakte eines Propellers registriert, die ebenfalls auf dem Film Lichteindrücke hinterlassen. Schließlich kann mit dem Apparat ein registrierendes Bimetallthermometer verbunden werden. Die Lichtquelle bildet ein kleiner Trockenakkumulator im Innern des Zylinders. Die Fehlergrenze der Richtungsregistrierung wird auf $\pm 1^\circ$, die der Temperaturmessung auf $\pm 0.2^\circ$ angegeben. Über die Empfindlichkeit in bezug auf die Stromgeschwindigkeit und vor allem über die Tiefen, bis zu denen der Zylinder dem Wasserdruck standhält, wird nichts mitgeteilt. Zweifellos dürfte der Apparat nur für die Registrierung der Strömungen in den oberflächlichen Schichten (bis höchsten 200 m Tiefe) in Frage kommen. Für die Messung der eigentlichen Tiefenzirkulation oder gar der Bodenströme des offenen Ozeans, auf die in der Beschreibung hingewiesen wird, dürfte auch dieses Instrument infolge der Verwendung eines Hohlkörpers nicht geeignet sein. *Wüst.*

E. A. Holm. Über den sogenannten Samazustand. II. Versuche an Gasen. *Ark. f. Mat., Astron. och Fys. (A)* **20**, Nr. 1, 88 S., 1927, Heft 1. Im ersten Teil ergab sich, daß eine Untersuchung des Samazustandes in einem verdünnten Gase durch direkte Temperaturbeobachtungen nur bei sehr niedrigen Temperaturen Aussicht auf Erfolg haben kann. Deshalb wird eine indirekte Bestimmung des gesuchten Temperaturgradienten durchgeführt durch Messung des gravimolekularen Druckes, worunter der Überdruck auf eine dem nach unten gerichteten Wärmestrom in den Weg gestellte Scheibe verstanden wird. Der Wärmestrom soll nach Ansicht des Verf. durch die Einwirkung der Schwerkraft auf ein in einem überall gleichtemperierten Gefäß befindliches hochverdünntes Gas entstehen (Samazustand). Die Durchführung der Messungen geschah derart, daß in die Mitte einer Messingröhre von 6 cm innerem Durchmesser und 80 cm innerer Länge eine aus einem Aluminiumblatt ausgeschnittene Scheibe von 4 cm Durchmesser und $1 \cdot 10^{-3}$ cm Dicke genau zentriert und in horizontale Lage gebracht und der Ausschlag einer nach Art der Pettersson-Strömbergischen Mikrowaage konstruierten Waage bei horizontaler und vertikaler Lage der Messingröhre beobachtet wurde. Aus versuchstechnischen Gründen (Absorption des Gases von der Waage usw.) wurde

die Differenz dieser beiden Ausschläge D_G und dann nochmals die Differenz gegen die mit Wasserstoff von gleichem Druck erhaltene D_H gebildet. Das untersuchte Druckintervall betrug $2 \cdot 10^{-4}$ bis $15 \cdot 10^{-4}$ mm Hg und zur Untersuchung gelangten Luft, Kohlensäure und Wasserstoff. Die beobachteten Differenzen $D_G - D_H$ lagen zwischen 40 und $130 \cdot 10^{-8}$ Dyn/cm². Der dazugehörige Temperaturgradient liegt zwischen 1 und $25 \cdot 10^{-6}$ Grad/cm. Eine theoretische Berechnung der angeführten Differenzen unter den Voraussetzungen: 1. daß alle Oberflächen im Innern der Messingröhre gleiche Temperatur haben, 2. daß die Gasmoleküle vollständig diffus reflektiert werden, 3. daß die Zusammenstöße der Gasmoleküle untereinander vernachlässigt werden können (hochverdünntes Gas) und 4. daß alle Molekülgruppen gleiche mittlere Geschwindigkeiten besitzen, ergab für $D_G - D_H = 1,47 \cdot 10^{-2} \cdot p/T$ ($M_G - 2,02$) Dyn/cm² (p = Gasdruck; M_G = Molekulargewicht des Gases G ; T = absolute Temperatur). Die beobachteten Werte betragen höchstens 24 % der berechneten. Wie eine Diskussion zeigt, kann das experimentelle Resultat nicht auf eine bloße thermomolekulare Druckwirkung in der Röhre zurückgeführt werden. Die Ausdehnung der Messungen auf Dämpfe mit hohem Molekulargewicht ist geplant. Seal.

Joseph Lévine. Sur le rôle de l'ozone dans l'atmosphère. C. R. 185, 962—963, 1927, Nr. 19. Dobson hatte durch ausgedehnte Versuche an sechs verschiedenen Orten Europas gefunden, daß der Ozongehalt der Luft eng mit der Verteilung des atmosphärischen Druckes zusammenhängt und daß der Ozongehalt in den Depressionen größer ist als in den Antizyklen. Verf. weist darauf hin, daß sich dieses Ergebnis mit seiner Hypothese über die Depressionen deckt (C. R. 176, 705, 1923). Zur weiteren Klärung der Fragen schlägt er vor, die Untersuchungen auf kondensierten Stickstoff und Wasserstoff auszudehnen.

Güntherschulze.

H. B. Maris. A Theory of the Upper Atmosphere and Meteors. Nature 120, 839, 1927, Nr. 3032. Der Verf. hat die Berechnung des Gleichgewichts der Atmosphäre dadurch zu vervollständigen unternommen, daß er den Einfluß der täglichen Temperaturschwankungen und der Konvektion in den hohen Schichten der Atmosphäre berücksichtigt und die Berechnung des Strahlungsgleichgewichts durch die Ermittlung der Absorptionskoeffizienten der wichtigsten Gase quantitativ verbessert. In der vorliegenden Note gibt der Verf. nur die Ergebnisse seiner Theorie bekannt, die er in ihrer Durchführung später zu veröffentlichen verspricht. In Hinsicht der Temperaturverhältnisse findet der Verf., daß in der Breite von 50° in einer Höhe über 60 km eine Temperatur von 250° K während eines Wintertages zu erwarten ist, die während der Nacht auf 220° K abfällt, während die entsprechenden Werte der Temperatur für einen Sommertag 370° K mit einem Abfall auf 230° K während der Nacht betragen. In den unteren Schichten der Stratosphäre besteht kein Strahlungsgleichgewicht, vielmehr erhält hier die Atmosphäre während eines 24 Stunden-Tages mehr Strahlungsenergien, als sie sowohl nach oben wie nach unten verliert. Das Gleichgewicht der Temperatur an der Erdoberfläche ist sehr instabil. Der Energieverlust durch Strahlung ist für den warmen Äquator viel geringer als für die kalte Polarregion, und eine Zunahme der Temperatur im Meeresniveau nahe dem Äquator bewirkt nicht eine Zunahme, sondern eine Abnahme des Energieverlustes durch Strahlung in diesen Gebieten. Der Strahlungsverlust der Erde hängt nicht von dem Zustand ihrer Oberfläche, sondern von der Temperatur der unteren Begrenzung der Stratosphäre und von der Absorption in der Stratosphäre ab. In Hinsicht auf die Zusammensetzung der Atmosphäre führt die Theorie zu dem Ergebnis, daß der Gehalt der Atmosphäre an Wasserstoff und Helium in den Höhen über 150 km

schätzungsweise nur den hunderttausendsten Teil von dem aus dem Diffusionsgleichgewicht ermittelten Betrag ist. Dieser Umstand führt den Verf. zu der Behandlung der Frage, wie sich diese geringen Dichten in der Atmosphäre mit der Tatsache des Aufleuchtens der Meteore in großen Höhen vereinigen lassen. Er sieht die Lösung der Schwierigkeit darin, daß er bis zu einem gewissen Grade der Theorie von Sparrow folgt und annimmt, daß die Luftmoleküle die Oberfläche des Meteorits unmittelbar treffen und aus ihr Atome, Moleküle und kleine Partikel von molekularen Dimensionen absplitteln. Die unelastischen Stöße dieser abgesplitterten Materie mit den Molekülen der Luft führen dann zu der Leuchterscheinung auf der Bahn des Meteorits. Der Verf. schätzt, daß nicht mehr als nur der zehnte Teil der gesamten Strahlung, die bei diesen Stößen erzeugt wird, in das sichtbare Gebiet entfällt, während der Hauptanteil als ultraviolette oder weiche Röntgenstrahlung entsteht. Er muß daher die Masse der Meteorite als viel größer einschätzen, als dies sowohl Lindemann und Dobson als auch Sparrow taten. Die starken Unterschiede, die der Verf. für die Temperatur der hohen Atmosphäre sowohl zwischen Tag und Nacht als auch zwischen Winter und Sommer findet, führen ihn zu der Erwartung, daß zwischen den Höhen, in denen Meteorite am Abend und am Morgen, im Sommer und im Winter aufleuchten, ein Unterschied von beiläufig 5 km bestehen müsse. *M. Radaković.*

Berkeley. A Theory of the Upper Atmosphere and Meteors. *Nature* **120**, 954, 1927, Nr. 3035. Bezieht sich auf den vorstehend referierten Brief von Maris an die *Nature*. Dieser hat nach dem Verf. bei seinen Erwägungen über die Zusammensetzung der oberen Atmosphäre außer acht gelassen, daß sich die Erde wie eine gewaltige Zentrifuge verhält. Infolgedessen hängt die Gleichgewichtskonzentration aller Bestandteile der Atmosphäre erstens von ihrer Schwere, zweitens von der Zentrifugalkraft, drittens vom osmotischen Druck ab. Da die zweite Kraft klein gegen die erste ist, bewegen sich die schwereren Teilchen nach innen, aber diese Bewegung wird durch die dritte Kraft unterdrückt. Leider fehlt bisher die Bestimmung des osmotischen Druckes in Gasgemischen. Verf. schlägt vor, sie mit Hilfe einer von ihm angegebenen optischen Zentrifuge zu bestimmen. *Güntherschulze.*

H. Galbrun. Ondes sonores et nappes de silence dans l'atmosphère. *C. R.* **183**, 1019—1020, 1926, Nr. 22. Im Anschluß an eine frühere Mitteilung wird über theoretische Untersuchungen berichtet über die Verteilung von Flächen des Schweigens in der Atmosphäre beim Aussenden von Schallwellen. *Reiher.*

Dedebant. Le champ du déplacement instantané des isobares. *C. R.* **185**, 359—361, 1927, Nr. 5. Die Geschwindigkeit der Verlagerung von Isobaren ist, wie man leicht sieht, $v = 4.5 \frac{b}{G}$, wo b die Barometertendenz und G der horizontale Druckgradient ist. Beide in den üblichen Größen gegeben, nämlich b in Millimetern Hg und G in Millimetern Hg pro Äquatorgrad. Karten von v sind sehr umständlich herzustellen, da der Gradient erst bestimmt werden müßte. Man kann sich aber die Herstellung vereinfachen, wenn man statt des Gradienten den zugehörigen Wind benutzt. Dabei kommt zustatten, daß bei Angabe des Windes in Beaufortskale die Windstärke $V = 2G$ ist. Damit also $v = 9 \frac{b}{V}$. Hierfür sind aber die Windmessungen zu ungenau und zweitens ist am Boden kein Gradientwind vorhanden. v V enthält ja nun das Druckfeld und die Formel

gibt daher eine Bestätigung folgender prognostisch wichtiger Regeln: a) Regel von Dunoyer und Reboul: V/b ist klein und negativ, wo ein Tief heranzieht; V/b ist klein und positiv, wo ein Hoch heranzieht. Es ist nämlich V/b mit einem nahezu konstanten Faktor umgekehrt proportional v . Ein kleines V/b bedingt also starke Verlagerung der Isobaren. Andererseits gibt negatives V/b Verlagerung der Isobaren gegen den Gradienten und somit Fallen des Druckes, und zwar je stärker das Fallen, desto kleiner ist V/b . Umgekehrt gibt positives V/b Verlagerung der Isobaren, steigenden Druck. b) Regel von Clément Ley: Die Depressionen haben die Tendenz, sich senkrecht zu den stärksten Gradienten zu bewegen. Es ist klar, daß im allgemeinen die Richtung des stärksten Gradienten die der kleinsten momentanen Isobarenverlagerung sein wird (außer bei ungewöhnlich großer Tendenz). Es wird im Gegenteil die darauf senkrechte Richtung die der schwächsten Gradienten sein, also die der stärksten Isobarenverlagerung. Führt man in obige Formel die Differenz zweier zeitlich verschiedener Tendenzen b und b' und den Gradient der Isallobaren g ein, so erhält man $v' = 4,5 \frac{b - b'}{g}$, die Verlagerung der Isallobaren. Stüve.

Sigurd Evjen. Über Karten der barometrischen „Unruhe“. Meteorol. ZS. 44. 94—98, 1927, Nr. 3. Verf. schlägt vor, Karten der barometrischen Unruhe in der Weise zu zeichnen, daß man für eine Anzahl Beobachtungsorte die Differenzen der an den einzelnen aufeinanderfolgenden Terminen abgelesenen Barometerstände für einen Zeitraum von sechs Tagen bildet und ohne Rücksicht auf das Vorzeichen addiert. Man erhält so jeden Tag eine Karte der barometrischen Unruhe für die letzten sechs Tage. Die Zentren der barometrischen Unruhe (U-Zentra) wandern nicht mit den Zyklonen, sondern sie sind im wesentlichen stationär; die ruhigen Gebiete (R-Zentra) fallen oft mit Hochdruckgebieten, aber auch mit stationären Tiefdruckgebieten zusammen. Es sind auch Kurven der zeitlichen Änderung der barometrischen Unruhe für einzelne Orte gezeichnet worden, es hat sich aber kein Zusammenhang mit dem über sechs Tage ausgeglichenen Barometerstand, auch nicht mit der Sonnenwirksamkeit (erdmagnetische Unruhe) feststellen lassen. Stüve.

N. W. Cummings and Burt Richardson. Evaporation from lakes. Phys. Rev. (2) 30, 527—534, 1927, Nr. 4. Die Verdampfung von Seen läßt sich mit Hilfe des ersten Wärmesatzes so bestimmen, daß die Windgeschwindigkeit nicht in die Berechnung eingeht, sondern nur die Lufttemperatur und Luftfeuchtigkeit in einem Korrektionsglied enthalten sind, das unter normalen Bedingungen nur einen kleinen Wert hat. Die vollständige Gleichung ist
$$E = \frac{H - S - C}{L(1 + R)},$$
 worin E die Verdampfung, H die Differenz zwischen einfallender und emittierter Strahlung, S die in einer Wassersäule von der Einheit des Querschnitts aufgespeicherte Wärmemenge, C ein Korrektionsglied für die durch Wasserströmung weggeführte Wärme und für Entweichen der Wärme durch die Gefäßwände, L die latente Wärme des Wassers und R das Bowensche Verhältnis ist. Eine Methode zur Ermittlung der Differenz zwischen einfallender und emittierter Strahlung durch Beobachtungen an einem gut isolierten Gefäß sowie eine Methode zur Ermittlung des Verhältnisses der freien zur latenten Wärme, die durch die Grenze Wasser—Luft hindurchtreten, werden beschrieben. Die Bowensche Theorie dieses Verhältnisses wird durch die Beobachtungen bestätigt. Die angegebene Formel kann zur Schätzung der Verdampfung eines Sees benutzt werden,

wenn die erforderlichen Daten ermittelt werden können. Obwohl die Menge der freien Wärme, die durch die Wasser-Luftgrenze hindurchtritt, vom physikalischen Standpunkt nicht vernachlässigt werden darf, kommt doch bei den meisten meteorologischen und technischen Anwendungen der dadurch begangene Fehler im Vergleich zu den anderen Fehlern nicht in Frage. *Güntherschulze.*

N. N. Kalitin. Über die Himmelselligkeit. Gerlands Beitr. 18, 383—397. 1928, Nr. 4. Mit einer Kaliumphotozelle, die durch ein nachgeführtes Scheibchen gegen direktes Sonnenlicht geschützt ist, wird in Pawlowsk seit einiger Zeit die vom Himmelslicht hervorgerufene Helligkeit einer Horizontalfläche galvanometrisch registriert. Zur Angleichung an die Empfindlichkeit des menschlichen Auges wird ein Gelbfilter vorgeschaltet, außerdem ein Milchglas. Durch sehr zahlreiche Vergleiche mit dem Weberphotometer wird gezeigt, daß die so erreichte Spektralempfindlichkeit wirklich mit der des Auges übereinstimmt, und die Ergebnisse werden in Lux angegeben. Die Helligkeitsmessungen des Jahres 1925 werden mitgeteilt, getrennt für wolkenlosen und bewölkten Himmel. Für wolkenlosen Himmel gilt: Die Zunahme mit der Sonnenhöhe geht erst schnell, dann langsamer (z. B. 0 bis 4° Höhe 500 Lux Zunahme pro Grad, 10 bis 20° 300 Lux/1°). Die Helligkeit beträgt in 10³ Lux: 1°: 1,3; 10°: 5,0; 50°: 16,3. Wie der Wasserdampf die direkte Sonnenstrahlung schwächt, so erhöht er die Himmelselligkeit. Tatsächlich ist für gewisse Sonnenhöhen das Maximum im Juli—August, entsprechend größtem Wasserdampfgehalt und Minimum der Durchsichtigkeit der Luft im Juli. Wegen ihrer großen Albedo erhöht die Schneedecke die Helligkeit, bei 15° Sonnenhöhe um 20 %, bei 30° um 32 %. Aus der Isoplethendarstellung entnehmen wir über den Jahres- und Tagesgang: Das Hauptmaximum liegt auf Mitte Juli, ein zweites im März (hoher Sonnenstand, aber noch Schneedecke). Im allgemeinen ist die Helligkeit morgens größer als nachmittags. Für bewölkten Himmel gilt: Bei fehlender Schneedecke und niederem Sonnenstand setzen einzelne Wolkenarten (nb, str und Nebel) die Helligkeit gegenüber der bei wolkenlosem Himmel herab, bei 30° Sonnenhöhe steigern alle Wolkenarten die Helligkeit (ci bis 80 %, a-cu 94 %, str 2 %). Bei Schneedecke steigern alle Wolkenarten die Helligkeit, bei 15° Höhe weniger als bei 30° (bis zu 118 % bei a-str und 109 % bei nb). Die Tagessummen der Helligkeit sind außer für Januar und Dezember (niederer Sonnenstand, str und nb) bei bewölktem Himmel stets größer. Die Extreme der Tagesmittel weichen sehr ab: 376 · 10³ Lux (Juni) und 5 · 10³ Lux (Januar). Die höchste gemessene Helligkeit betrug 65 · 10³ Lux bei 51° Sonnenhöhe im Juni bei str-cu-Bewölkung. *K. Büttner.*

F. W. Paul Götz. Zur totalen Sonnenfinsternis vom 29. Juni 1927. Verh. d. Schweizer. naturf. Ges. Basel 1927, II. Teil, S. 116. Während und nach der Finsternis (größte Phase 0,82) wurden in Arosa Bestimmungen der Ozonmenge der hohen Atmosphäre mit dem Dobson'schen Quarzspektrographen gemacht. Aus den zehn Einzelmessungen ergibt sich während und nach der Finsternis eine O₃-Menge von 0,302 cm bei Normalbedingungen. Eine Sonnenfinsternis übt also keinen merklichen Einfluß auf die Ozonmenge aus. *K. Büttner.*

W. E. Bernheimer. Über Schwankungen der kurzwelligen Sonnenstrahlung. (Vorläufige Mitteilung.) Naturwissensch. 16, 26—27. 1928, Nr. 2. Während Abbot schon früher eine Schwankung der extraterrestrischen Gesamtstrahlung der Sonne von etwa 2 % gefunden hat, deren Realität von vielen Seiten bezweifelt wird, will neuerdings Pettit am Mount Wilson im ultravioletten Gebiet der Sonnenstrahlung extraterrestrische Schwankungen von 83 % Amplitude ge-

messen haben. Daß geringfügige Schwankungen der Totalstrahlung im kurzwelligen Gebiet so stark anwachsen sollten, erscheint nicht wahrscheinlich, nachdem Anschlußbeobachtungen an Planeten ergeben haben, daß Schwankungen der ultravioletten Strahlung 1% nicht überschreiten. Durch Vermeidung eines Versuchsmangels hat Pettit dann neuerdings die Schwankung auf 57% herabgesetzt, und Verf. zeigt nun an Pettits Messungsergebnissen, daß die Schwankung sogar auf 26% zurückgeht, wenn man die ersten, provisorischen und lückenhaften Beobachtungen wegläßt und nur die neuere, endgültige und zwei Jahre ohne Lücken umfassende Reihe verwendet. Da die Messungsergebnisse von Pettit dieselben Schwankungen ergeben für Extrapolation auf Luftmasse 1 wie auf Luftmasse 0, so entsteht das Bedenken, daß bei der Extrapolation die Einflüsse der Atmosphäre nicht restlos eliminiert sind. In der Tat kann man durch Bestimmung des mittleren Jahresverlaufs der beiden Jahre die Amplitude von 26 auf 17% vermindern. Durch Vergleichung der von Pettit auf außerhalb der Atmosphäre reduzierten und als extraterrestrisch schwankend gedeuteten Ultraviolettstrahlung mit der von Götz in Arosa beobachteten ultravioletten Intensität der Sonnenstrahlung und mit dem Jahresgang des die Extinktionsverhältnisse der Atmosphäre charakterisierenden Trübungs-faktors zeigt Verf., daß Pettits Versuch, seine Beobachtungen auf außerhalb der Atmosphäre zu extrapolieren, mißlungen ist. Die Änderungen des Ozongehaltes in den höheren Luftschichten scheinen dabei nicht von Bedeutung zu sein. Die von Pettit beobachteten starken Schwankungen der ultravioletten Sonnenstrahlung sind somit nicht extraterrestrisch zu deuten, sondern lediglich als Abbild des seit langem bekannten jährlichen Ganges der Trübung in unserer Atmosphäre.

Mörikofer.

F. Ruda. Sulla spiegazione del raggio verde. *Lineei Rend.* (6) 6, 152—156, 1927, Nr. 5/6. Nach W. H. Julius [*Arch. Néerland.* (2) 4, 385, 1901] kommt der „grüne Strahl“ durch anormale Dispersion in den stark ionisierten höheren Luftschichten zustande. Ionisierte Luft müßte dann in der Gegend von 530 m μ Absorption zeigen. Terrestrische Linien in dieser Gegend bei tiefem Sonnenstand sind aber nicht bekannt. Verf. untersucht daher experimentell mittels einer empfindlichen Interferometeranordnung, ob der Brechungsexponent der Luft für die in Betracht kommende Wellenlänge sich bei der Ionisierung durch Röntgenstrahlen merklich ändert. Das Resultat ist vollkommen negativ.

K. Przibram.

Oliver Lodge. The „Green Flash“. *Nature* 120, 807, 1927, Nr. 3031. Verf. ist der Ansicht, daß der plötzliche grüne Strahl, den einige Leute gesehen haben, wenn das letzte Stück Sonnenrand hinter einem scharfen Horizont verschwindet, vorwiegend physiologischer Art ist. Denn der Verf. sieht (oder empfindet) ein momentanes grünes Aufleuchten, wenn er eine helle Lampe mit Metallfaden, die über seinem Kopfe hängt, ausschaltet.

Güntherschulze.

Oliver Lodge. The „Green Flash“. *Nature* 121, 58, 1928, Nr. 3037. Ergänzung zu dem Briefe des Verf. über den gleichen Gegenstand (vgl. vorst. Ref.). Verf. will durchaus nicht so verstanden sein, als ob der grüne Strahl lediglich eine physiologische Ursache hätte, sondern lediglich auf eine Störungsquelle der Beobachtung hinweisen.

Güntherschulze.

Armand de Gramont. L'éclaircissement limite en télémetrie monostatique. *Rev. d'Opt.* 6, 465—469, 1927, Nr. 11. Der Verf. hatte festgestellt, daß es möglich war, in der Dämmerung mit einem stereoskopischen Entfernungsmesser bis zu geringeren Lichtstärken einwandfreie Messungen auszuführen, als mit einem

Koinzidenzentfernungsmesser. Um die Verhältnisse zu klären, wurde mit einem „Dämmerungsphotometer“ die Helligkeit des Himmels gemessen und gleichzeitig mit den beiden Entfernungsmessern Einstellungen vorgenommen. Es ergab sich, daß unter sonst gleichen Verhältnissen mit dem stereoskopischen Instrument bei einer rund zehnmal geringeren Himmelselligkeit gemessen werden konnte, als mit dem Koinzidenzinstrument. *P. P. Koch.*

J. S. Owens. Haze. *Nature* 119, 561—562, 1927, Nr. 2998. Owens beobachtete an der Küste von Norfolk über dem Lande einen bläulich gefärbten Dunst bei 5 englischen Seemeilen Sicht, 20 km, Stunde Wind. Er untersuchte ihn, indem er ein kleines Gefäß mit der Öffnung gegen den Wind und durch ein Loch im Boden einen Luftstrahl auf einen Objektträger richtete, dessen bestrahlte Stelle mikroskopisch untersucht wurde. Es stellte sich heraus, daß der Dunst aus Salzkristallen bestand, die, soweit sie stark hygroskopisch waren, in Wasser gelöst waren. Ein derartiger Dunst muß natürlich zu flüssigem Nebel führen, lange bevor Sättigung des Wasserdampfes erreicht wird. *Stüve.*

M. Robitzsch. Die Bestimmung von Höhe und Mächtigkeit von Wolken-schichten aus den Hygrogrammen der aerologischen Meßgeräte. *Mitt. d. Aeron. Observ. Lindenberg* 1927, S. 83—84, Februar. Es ist die untere Wolkgengrenze nur genau zu bestimmen aus der Feuchtigkeitsregistrierung des Anstieges, die obere aus der des Abstieges. Solange das Haar des Hygrometers nicht mit Eis bedeckt ist, zeigt es relative Feuchtigkeit in bezug auf Wasser an: man ist also in der Lage festzustellen, ob die Wolke aus Wasser oder aus Eis besteht. *Stüve.*

Louis Besson. Sur le refroidissement de l'air au coucher du Soleil. *C. R* 184, 1340—1341, 1927, Nr. 22. Es werden 797 Fälle mit klaren Nächten auf den Temperaturabfall während der Zeit vom Sonnenuntergang bis drei Stunden später untersucht. Die Abkühlung zeigt sich in der Hauptsache abhängig von der Temperatur bei Sonnenuntergang und dem Dampfdruck. Luftdruck, Wind und horizontale Sicht können wegen ihres geringen Einflusses vernachlässigt werden. Die Beobachtungen wurden geordnet nach bestimmten Gruppen des Wasserdampfes und der Temperatur bei Sonnenuntergang, im ganzen nach 23 Gruppen. Es zeigt sich, daß der Abfall mit der Anfangstemperatur zunimmt und mit steigendem Dampfdruck abnimmt. Nach der Methode der kleinsten Quadrate ergibt sich die empirische Formel $\Delta t = \frac{t + 10,3^{\circ}}{6,13 + 0,3e}$, wo t die Anfangstemperatur, Δt der Temperaturabfall und e der Dampfdruck ist. Man sieht, diese Abkühlung gleich ist der eines Körpers in einem Gefäß von der Temperatur $-10,3^{\circ}$. Das ist aber die Mitteltemperatur in etwa 4000 m Höhe. Die Abweichung der nach der Formel berechneten Werte von den tatsächlich beobachteten müßte also im Gang mit der Temperatur in der Höhe übereinstimmen. Der jährliche Gang der Windbeobachtung in der Höhe scheint einen solchen Zusammenhang zu bestätigen. *Stüve.*

Willard J. Fisher. Fireballs and New England Scientists. *Science* (N. S.) 66, 507—508, 1927, Nr. 1717. Anregung zur Beobachtung von Meteoren nebst Anweisung für Gewinnung einer wissenschaftlich brauchbaren Beobachtung. *Stüve.*

Geophysikalische Berichte.

Charles Moureu. L'universelle diffusion des gaz rares dans la nature. Ses enseignements concernant la radioactivité et la physique du globe. *Scientia* **42**, 11—18, 1927, Nr. 7. Moureu und Lepape haben bei ihren Untersuchungen über die Zusammensetzung der Luft und der Erdgase gefunden, daß sie Stickstoff und die fünf Edelgase (nur He macht manchmal wegen fallweiser Herkunft aus radioaktiven Substanzen kleine Ausnahmen) im gleichen Prozentsatz enthalten. An diesen Befund wird in der vorliegenden Schrift eine spekulative Plauderei über die vermutliche Ursache angeknüpft.

K. W. F. Kohlrausch.

A. Scheer. Ein neues Hilfsmittel für den erdkundlichen Unterricht. *ZS. f. Unterr.* **40**, 80—81, 1927, Nr. 2. Versuche, die die Erwärmung verschiedener Bodenarten durch die Sonne zeigen sollen, sind vom Wetter abhängig und wegen der langsamen Wirkung der Sonnenerwärmung nicht in einer Schulstunde ausführbar. Als praktisches Hilfsmittel für solche Versuche hat sich der elektrische Strahlöfen (elektrische Sonne) erwiesen. Der Verf. beschreibt die Ausführung eines Versuchs, der die verschieden rasche Erwärmung von Land und Wasser und die hierdurch hervorgerufenen Luftströmungen demonstriert.

K. Jung.

Franz Lotze. Pleochroic Haloes and the Age of the Earth. *Nature* **121**, 90, 1928, Nr. 3038. J. Joly hat aus Anomalien in der Ausbildung von pleochroitischen Höfen den Schluß gezogen, daß entsprechend der etwas zu großen Reichweite Uran in früheren geologischen Epochen eine größere Zerfallsgeschwindigkeit besessen habe. Der Verf. weist darauf hin, daß die scheinbar zu großen Dimensionen der Ringe dadurch entstanden sein könnten, daß unter der intensiven Bestrahlung mit α -Teilchen die Eigenschaften des betreffenden Minerals, entsprechend einem geringeren Bremsvermögen, geändert worden sein könnten. Daß sich dies speziell bei Uran und nicht bei Thorium äußere, läge an der Verschiedenheit der „integralen Ionisationskurven“ dieser beiden Elemente. Die Folgerung Jolys auf einen beschleunigten Zerfall des Urans würde damit hinfällig.

K. W. F. Kohlrausch.

H. v. Ficker. Das meteorologische System von Wilhelm Blasius. *Berl. Ber.* 1927, S. 248—267, Nr. 31/34.

Güntherschulze.

W. de Sitter. On the Rotation of the Earth and Astronomical Time. *Nature* **121**, 99—106, 1928, Nr. 3038. Verf. vergleicht die Zeitbestimmungen, die sich auf die Erdrotation, die Mondbewegung und die Bewegung der inneren Planeten um die Sonne stützen. Da diese in ihren Angaben nicht übereinstimmen, ergibt sich die Frage, welches die beste Annäherung an die wahre, mathematische (gleichförmig ablaufende) Zeit sei. Unter Zugrundelegung der „astronomischen“ Zeit (Erdrotation) wird zuerst die Mondbewegung besprochen. Diese zeigt derzeit eine Verkürzung des Monats um etwa $\frac{1}{33}$ Sek. im Jahrhundert (säkulare Beschleunigung). Es läßt sich zunächst nicht entscheiden, ob der Tag länger oder der Monat kürzer wird. Unter Annahme gleicher Tageslänge ist etwa die Hälfte der säkularen Beschleunigung durch Einwirkung der anderen Planeten erklärbar. Außer diesem konstanten Unterschied zeigt aber der Mondlauf auch unregelmäßige Schwankungen (Fluktuationen), so daß die „Monduhr“ gelegentlich bis zu einer halben Minute gegenüber der astronomischen Zeit vor- oder nachgeht. Welche von beiden Uhren ungenau geht, läßt sich nun dadurch entscheiden, daß, wenn die „astronomische“ Zeit Unregelmäßigkeiten zeigt, diese auch in der Bewegung der anderen Himmelskörper auftreten müßten. Ein derartiger

Gang zeigt sich nun auch tatsächlich in den Positionen der Erde und der inneren Planeten, und zwar beträgt die Unregelmäßigkeit des Mondes stets etwa vier Fünftel der Unregelmäßigkeiten der Sonne und der Planeten. Die Ursache liegt also in einer tatsächlichen Änderung des Tages und zugleich in einer damit gekoppelten Beeinflussung des Mondes. Verf. zeigt weiterhin, daß der Form der Änderung nach zwei Ursachen wirksam sein müssen: 1. Änderungen der Gestalt und der Größe der Erde oder ihrer Massenverteilung, so daß ihr Trägheitsmoment sich ändert, und 2. der Einfluß der Reibung von Ebbe und Flut. Es werden in einem Diagramm Korrektionskurven vom Jahre 1640 bis jetzt zur Rückführung der astronomischen Zeit auf gleichförmige (oder absolute) Zeit gegeben. Bemerkenswert ist, daß im Jahre 1918 entweder plötzlich oder im Laufe von wenigen Monaten die Tageslänge von $1/_{650}$ Sek. länger als normal auf $1/_{540}$ Sek. kürzer als normal sich änderte. Falls dies durch Massenverschiebungen bedingt wäre, wären hierzu außerordentliche Verlagerungen notwendig; das Zusammensinken des ganzen zentralasiatischen Hochlandes, einschließlich des Himalaja, auf Meeresniveau würde nur ein Viertel dieser Änderung erklären. Die Unterschiede der Tageslänge sind, soweit unregelmäßige Änderungen in Betracht kommen, folgende:

vor 1664	$\Delta\tau =$	0,00000 Sek.
1664 bis 1755	+	0,00134 „
1755 „ 1786	+	0,00089 „
1786 „ 1864	—	0,00091 „
1864 „ 1876	—	0,00357 „
1876 „ 1897	—	0,00186 „
1897 „ 1918	+	0,00153 „
seit 1918	—	0,00186 „

Außerdem findet eine kontinuierliche Verlängerung des Tages statt, und zwar ergibt sich im Mittel:

vor 1745 . . .	$d\tau/dt =$	0,0024 Sek./Jahrhundert
1745 bis 1870 . . .	+	0,0013 „
seit 1870 . . .	+	0,0037 „

Zum Schluß wird die mit den neueren Uhren wahrscheinlich bereits lösbare Frage erörtert, die Ungleichmäßigkeiten der Tageslänge auch durch direkten Vergleich mit dem Lauf mechanischer Uhren festzustellen. Tomaschek.

R. Wavre. Rotations permanentes d'une masse fluide hétérogène et géodésie. C. R. 186, 491—492, 1928, Nr. 8. Bringt Beziehungen zwischen der Schwerkraft, der Dichteverteilung und der Gestalt der Niveaulächen im Innern eines Planeten für den Fall, daß die Niveaulächen mit den Flächen gleicher Dichte zusammenfallen. K. Jung.

Rolin Wavre. Sur la masse fluide hétérogène en rotation et la géodésie. C. R. Séance Soc. de phys. de Genève 44, 130—135, 1927, Nr. 3. Der Verf. beweist in kurzen Rechnungen folgende Sätze, die die Rotation flüssiger Planeten behandeln. I. Wenn die Winkelgeschwindigkeit eines Massenpunktes im Innern und auf der Oberfläche des Planeten nur von dessen Abstand l von der Rotationsachse abhängt, $\omega = \omega(l)$, oder — was nach früheren Rechnungen des Verf. auf dasselbe hinauskommt — wenn die Flächen gleicher Dichte mit den Niveaulächen der Schwere zusammenfallen, so läßt sich das Newtonsche Potential der Gravitationskräfte außerhalb des Planeten als Funktion der Gestalt der Oberfläche S , der gesamten Masse M und der Winkelgeschwindigkeit ω der

Rotation darstellen: $U_{\text{ext}} = F[S, M, \omega(l)]$. Für den Fall, daß ω im ganzen Planeten konstant ist, wurde dieser Satz bereits von Stokes bewiesen. II. Ist Q das Potential der Zentrifugalkräfte, Φ das der Schwerkraft (= Gravitation + Zentrifugalkraft), so ist:

$$4\pi U_{\text{ext}} = \iiint \frac{1}{r} \Delta Q d\tau - \iint \frac{1}{r} \frac{d\Phi}{dn} dS.$$

III. Es ist $d\Phi/dn = g$, also gibt II. das Potential U als Funktion der an der Oberfläche meßbaren Größen S, ω, g . $U_{\text{ext}} = F[S, \omega(l), g]$. IV. Es gilt:

$$\iint \frac{d\Phi}{dn} dS = 4\pi \epsilon M - \iiint \Delta Q d\tau,$$

also V. $M = F[S, \omega(l), g]$, ϵ = Gravitationskonstante. Für den Fall, daß ω konstant ist, erhält man an Stelle von IV.:

$$\iint \frac{d\Phi}{dn} dS = 4\pi K M - 2\omega^2 V,$$

wobei K eine Konstante, V das Volumen des Planeten bedeutet. *K. Jung.*

C. Somigliana. Sulla definizione della gravità normale. *Lincei Rend.* (6) 7, 184—189, 1928, Nr. 3. Nach Ausführungen über die Definition der normalen Schwere und die Helmholtzsche Formel leitet der Verf. die folgenden Beziehungen zwischen dem Erdradius a am Äquator und c am Pol, den entsprechenden Schwerewerten g_e und g_p und der geographischen Breite φ ab:

$$3g_e = 4\pi\gamma k a - 2\omega^2 a [C(i) + 1],$$

$$3g_p = 4\pi\gamma k c + 2\omega^2 c [2C(i) - 1],$$

$$i = \sqrt{\frac{a^2 - c^2}{c^2}}, \quad C(i) = \frac{5}{4} \left(1 + \frac{3 \cdot 3}{5 \cdot 7} i^2 - \frac{4 \cdot 4}{5 \cdot 7 \cdot 7} i^4 + \dots \right),$$

$$g = \frac{j g_e \cos^2 \varphi + g_p \sin^2 \varphi}{\sqrt{j^2 \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi}}, \quad j = \frac{a}{c}.$$

(γ = Gravitationskonstante, k = mittlere Dichte der Erde, ω = Winkelgeschwindigkeit der Rotation.) Mit Hilfe dieser Gleichungen ist man in der Lage, das normale Schwerfeld aus dem Äquatorradius, der Abplattung und dem einer beliebigen geographischen Breite entsprechenden Schwerewert g zu bestimmen.

K. Jung.

R. Wavre. Sur le champ de la pesanteur à l'intérieur des planètes. C. R. Séance Soc. de Genève 44, 185—187, 1927, Nr. 3. Unter „permanentes“ Rotationen werden solche Rotationsbewegungen verstanden, bei denen sich die einzelnen Teilchen eines flüssigen Planeten in Parallelkreisen bewegen, wobei die Rotationsgeschwindigkeit auf den verschiedenen Parallelkreisen verschieden sein kann, ja selbst auf ein und demselben Parallelkreis nicht konstant zu sein braucht. Bei den Rotationen „erster Art“ ist die Winkelgeschwindigkeit überall gleich, es ist dies der klassische Fall. Die Rotationen „zweiter Art“ sind durch die folgenden fünf Eigenschaften charakterisiert. Jede dieser fünf Eigenschaften hat das Auftreten jeder der anderen zur Folge. 1. fallen die Flächen gleicher Dichte mit den Niveaulächen der Schwerkraft zusammen, 2. hängt die Dichte nur vom Druck ab, 3. hängt die Winkelgeschwindigkeit der Rotation nur von der Entfernung von der Rotationsachse ab, 4. existiert ein Potential der Zentrifugalkraft, 5. existiert ein Potential der Schwerkraft. Bei den Rotationen „dritter Art“ ist keine dieser Bedingungen erfüllt. Bezeichnet x die nach innen gerichtete Normale auf den Niveaulächen der Schwerkraft,

$c/2$ die mittlere Krümmung der Niveaulächen, ε die Gravitationskonstante, ρ die Dichte, ω die Winkelgeschwindigkeit der Rotation, l die Entfernung von der Rotationsachse, g die Schwerebeschleunigung, so gilt für Rotationen zweiter Art:

$$\frac{dg}{dx} - cg = -4\pi\varepsilon\rho + 2\omega^2 + 2l^2 \frac{d\omega^2}{dl^2}.$$

Bei Rotationen erster Art fällt rechts das letzte Glied fort. Nach M. Dive ist diese Beziehung auch für Bewegungen dritter Art gültig, wenn x die Normalenrichtung auf den Flächen gleicher Dichte bezeichnet (die jetzt nicht mehr mit den Niveaulächen der Schwerkraft zusammenfallen) und für $d\omega^2/dl^2$ der partielle Differentialquotient $\partial\omega^2/\partial l^2$ gesetzt wird. Die Formel gilt für alle permanenten Rotationen an der Oberfläche. Da g , ρ , ω und l auf der Oberfläche des Planeten meßbar sind, ist eine Bestimmung der mittleren Krümmung der Niveauläche mit einer Bestimmung der Zunahme dg/dx der Schwerebeschleunigung mit der Tiefe äquivalent. Voraussetzung ist natürlich, daß sich die Gesetze der Rotation flüssiger Körper auf den Planeten anwenden lassen. K. Jung.

F. A. Vening Meinesz. Provisional Results of Determinations of Gravity, made during the Voyage of Her Majesty's Submarine K XIII from Holland via Panama to Java. Proc. Amsterdam 30, 743—755, 1927, Nr. 7. Dieser Bericht enthält zunächst die vorläufigen Resultate der auf der im Titel genannten Reise im Unterseeboot gemachten Pendelbeobachtungen. Die Schwerewerte selbst werden angegeben, ferner die Anomalien, bezogen auf die Schwereformeln von Helmert 1901, Bowie 1917 und Helmert 1915 (ohne Längenglied) und die an den Pendelstationen mit dem Echolot gemessenen Meerestiefen. Eine Kartenbeilage gibt eine Übersicht über den Weg der Reise und die Lage der Pendelstationen. Alle Schwerewerte sind auf das Meeresniveau reduziert, topographische und isostatische Reduktionen sind noch nicht angebracht. Es läßt sich jetzt schon erkennen, daß über mittleren Meerestiefen in beiden Ozeanen die Schwere größer ist, als die Schwereformeln erwarten lassen. Die Anomalie beträgt z. B. für den Atlantischen Ozean + 25 Milligal und wird sich durch die isostatische Reduktion auf etwa + 40 Milligal erhöhen. Es scheint also, daß sich größere Teile der Erdoberfläche nicht in isostatischem Gleichgewicht befinden. Das Längenglied der Formeln von Helmert 1915 und Heiskanen 1925 wurde nicht bestätigt. Bei Überquerung von Tiefseegräben und der Annäherung an Vulkaninseln zeigt sich ein der Meerestiefe in den Hauptzügen paralleler Verlauf der Schwerkraft. (Über die Ergebnisse der Messungen im Bereich der ostasiatischen Inselbögen und bei Honolulu hat bereits A. Born berichtet; ZS. f. Geophys. 3, 400—410, 1927.) K. Jung.

L. Courvoisier. Über die Polhöhenschwankungen infolge der Lorentzkontraktion der Erde. ZS. f. Geophys. 4, 49—53, 1928, Nr. 2. Auf Grund bestimmter Annahmen über die Lorentzkontraktion des Erdkörpers werden die durch die eintretenden Massenverlagerungen bedingten Polhöhenschwankungen näherungsweise berechnet, und es zeigt sich, daß diese nach Sinn und Größenordnung sich zwanglos in die beobachteten Polbewegungen einfügen lassen. Scheel.

J. Joly. The Thickness of the Continents. Nature 120, 620—621, 1927, Nr. 3026. Güntherschulze.

Alfred Wegener. Bemerkungen zu H. v. Iherings Kritik der Theorien der Kontinentverschiebungen und der Polwanderungen. ZS. f. Geophys. 4, 46—48, 1928, Nr. 1. Bringt Richtigstellungen einiger von H. v. Ihering ungenau zitierten Stellen aus Arbeiten Wegeners. K. Jung.

V. Inglada. Die Berechnung der Herdkoordinaten eines Nahbebens. Gerlands Beitr. 19, 73—98, 1928, Nr. 1. Für die Berechnung der Raum-Zeit-Herdkoordinaten von Nahbeben wird ein neues Verfahren verwendet, das Verf. bereits früher in einer Reihe von Abhandlungen (Rev. d. la Real Acad. de Ciencias de Madrid, 1926 und 1927) dargelegt hat. Es wird vorausgesetzt, daß für mehrere Nahstationen (Herdentfernung kleiner als 350 km) die Einsatzzzeiten der \bar{P} -Wellen, die nur die oberen Erdschichten durchlaufen haben, in runden Sekunden (die gewöhnliche Genauigkeit) gegeben sind, und daß der Herd oberhalb der von Mohorovičić festgestellten Unstetigkeitsfläche, also höchstens 57 km tief liegt. Rechnet man unter der Annahme, daß der Erdbebenstrahl sich geradlinig mit 5,7 km/sec fortpflanzt, so ergeben sich Laufzeitwerte, die mit den genauen, ohne jede Vernachlässigung berechneten Werten innerhalb der Beobachtungsfehler übereinstimmen. Die im folgenden benutzte Hypothese des geradlinigen Erdbebenstrahles ist somit berechtigt. Das Gleichungssystem für die Berechnung der Raum-Zeitkoordinaten wird samt den jeweils zulässigen Vereinfachungen angegeben. Die Anwendung auf mehrere große Beben gibt gute Resultate. Für Beben, deren Herdentfernung 350 km überschreitet, läßt sich das Verfahren ohne wesentliche Änderungen auf die P -Einsätze übertragen, wenn für die P -Wellen eine scheinbare Geschwindigkeit von 8 km/sec zugrunde gelegt wird. *R. Köhler.*

J. Wilip. Zur Frage der vorteilhaftesten Ausrüstung einer mikro-seismischen Station. Gerlands Beitr. 18, 415—429, 1927, Nr. 4. Es wird zunächst die wahre Vergrößerung dreier Seismographen von gleicher Maximalvergrößerung berechnet. Zwei dieser Seismographen registrieren galvanometrisch und haben Eigenperioden von 12 bzw. 24 Sek., der dritte registriert rein optisch und hat eine Periode von 24 Sek. Die Dämpfung aller drei Apparate entspricht dem Grenzfall der Aperiodizität. Aus den berechneten Vergrößerungen zeigt sich, daß bei optischer Registrierung die ersten Wellen stärker vergrößert werden: die galvanometrische Registrierung jedoch wird weniger durch die ständig vorhandenen, kurzperiodischen Bewegungen beeinflusst und gestattet eine genauere Bestimmung des Emergenzwinkels. Der Verf. hält galvanometrisch registrierende Apparate in erster Linie für wichtig, dann erst rein optisch registrierende Apparate für wünschenswert. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird ein Horizontalpendel mit rein optischer Registrierung und magnetischer Dämpfung skizziert, bei dem durch zur Kupferplatte parallele Verschiebung der Dämpfungsmagnete der Grenzfall der Aperiodizität leicht eingestellt werden kann. Hierzu werden drei praktische Methoden gegeben. *K. Jung.*

J. Wilip. Über die Anwendung der galvanometrischen Registrierungsmethode in seismischen Gebieten. Gerlands Beitr. 19, 153—164, 1928, Nr. 1. Die genaue Kenntnis der Richtung des austretenden Erdbebenstrahles, des Emergenzwinkels, ist wichtig für die Berechnung der Herdkoordinaten aus den Aufzeichnungen einer einzigen Station und für die Bestimmung von Unstetigkeitsflächen. Für die dazu notwendige unverfälschte Aufzeichnung der absoluten Bodenverschiebungskomponenten verdienen Apparate mit galvanometrischer Registrierung den unbedingten Vorzug, zumal sie sich auch trotz ihrer großen Empfindlichkeit bei entsprechend fester Aufstellung des Galvanometers und des Seismographen in der Nähe von Schüttergebieten verwenden lassen. Die Tatsache, daß die dynamische Vergrößerung des Apparats mit der Periode sehr stark abnimmt, ermöglicht die Elimination der sekundär auftretenden kurzperiodischen Schwingungen der oberen Erdschichten, die bei rein mechanisch und optisch registrierenden Seismographen total die Perioden und Amplituden

der longitudinalen Grundschwingung verwischen. Verf. geht zum Schluß auf den von ihm ausgearbeiteten Pendeltypus ein. Seine weitgehend störungsfreie Aufstellung, seine Konstanten und ihre einfache und zuverlässige Ermittlung werden diskutiert.

R. Köhler.

S. W. Visser und H. P. Berlage jun. Zur Frage der Ungleichzeitigkeit der *P*-Einsätze bei den horizontalen und vertikalen Seismographen. Gerlands Beitr. 19, 147—152, 1928, Nr. 1. Die bekannte Erscheinung, daß bei scharfen *P*-Einsätzen ein Horizontalseismograph gegenüber einem Vertikalinstrument manchmal verspätet ist, wird auf eine Unstetigkeitsfläche unter der Erdbebenstation zurückgeführt, die die von unten auftreffenden *P*-Wellen in eine longitudinale und eine transversale Welle spaltet, die beide verschiedene Geschwindigkeit haben. Die Deutung, die dadurch die erste vom Horizontalapparat aufgezeichnete Welle erfährt — sie ist eine *PS*- und keine *PP*-Welle —, läßt die bewährte Methode der Azimutbestimmung aus dem Verhältnis der ersten Amplitude in beiden Horizontalkomponenten völlig unberührt. Die Zeitdifferenz der ersten Einsätze wird aus 29 Seismogrammen des Observatoriums Batavia abgelesen. Es ergibt sich kein Wert kleiner als 1,1 Sek., nach oben hin ist die Grenze weniger scharf. Aus dem Mittelwert 1,4 Sek. berechnet sich für die Unstetigkeitsfläche in erster Annäherung eine Tiefe von 10 km.

R. Köhler.

W. Schneider. Untersuchungen über die seismische Bodenunruhe kurzer Periode. ZS. f. Geophys. 4, 103—109, 1928, Nr. 2. Der Verf. hat die mikroseismische Bodenunruhe im Geodätischen Institut, Potsdam, im Gelände des Instituts und in einem Brunnen in der Tiefe von 40,25 m und an der Oberfläche gemessen. Die Schwingungen mit der Periode 0,4 Sek. werden genauer untersucht. Im Institutsgelände ist die Amplitude der EW-Komponente dieser Bewegungen $0,12 \mu$, die NS-Komponente $0,68 \mu$, also eine sehr auffällige Bevorzugung der NS-Richtung. In 30 m Entfernung vom Gebäude sind die entsprechenden Werte $0,44$ und $0,76 \mu$, in 80 m Entfernung $1,04$ und $0,96 \mu$. Die Längsrichtung des Gebäudes ist EW. Demnach unterdrückt das Gebäude die mikroseismische Bewegung, und zwar in der Längsrichtung mehr als in der Querrichtung. Im Brunnen ergab sich keine Bevorzugung einer horizontalen Komponente. Die Vertikalkomponente zeigt die Periode 0,4 Sek. nicht. Die Amplitude der horizontalen Bewegung nimmt mit der Tiefe ab, und zwar beträgt sie an der Oberfläche $0,6 \mu$, in 25 m Tiefe $0,26 \mu$ und in 40 m Tiefe $0,14 \mu$. Demnach handelt es sich bei der Periode 0,4 Sek. um horizontale Schichtschwingungen. Aus der Amplitudenabnahme wird unter verschiedenen Annahmen eine Schichtgrenze in 40 oder 60 m Tiefe berechnet. Die erste dieser Tiefen stimmt mit dem Grundwasserspiegel überein.

K. Jung.

Anselmo Ferraz de Carvalho. Estudo actual dos tremores de terra. S.-A. O Instituto Coimbra 72, 1—50, 1925, Nr. 1. Der Verf. gibt einen gedrängten Überblick über die Intensität und Wirkungen von Beben, Seismometer, deren Aufzeichnungen, Lage der Erdbebenherde, besonders in Portugal und anderen, ohne wesentlich Neues zu bringen.

Gutenberg.

M. Bossolasco. La plasticità nei fenomeni di orogenesi. Lincei Rend. (6) 7, 66—71, 1928, Nr. 1. Enthält Betrachtungen über die Anwendung der Festigkeitslehre auf die Theorie der gebirgsbildenden Kräfte.

K. Jung.

N. H. Heck. The Japanese earthquake problem — some new developments. Bull. Seism. Soc. Amer. 17, 187—189, 1927, Nr. 3. Verf. berichtet

über eine Japanreise, auf der er das ausgedehnte Netz der japanischen Erdbebenstationen und die rastlose Tätigkeit der dortigen Seismologen bewundern konnte. Über die wertvollsten Apparate wird kurz berichtet.

R. Köhler.

J. T. Pardee. Earthquake in the Bighorn Mountains, Wyoming, November 17, 1925. Bull. Seism. Soc. Amer. 17, 129—136, 1927, Nr. 3. Der Bearbeitung dieses Erdbebens liegen makroseismische Berichte (in Stichworten wiedergegeben) aus 23 verschiedenen Orten zugrunde, die es ermöglichen, die Isoseisten auf Grund der Rossi-Forel-Skala einigermaßen vollständig zu zeichnen. Das von der inneren Isoseiste umschlossene Gebiet umfaßt die Westfront der Bighorn Mountains, das südöstlich streichende Gebiet von Shell bis Tensleep, in dem man das Epizentrum anzunehmen hat. Geologische Karten verzeichnen im Norden und Süden dieses Gebiets eine Reihe von Verwerfungen, von denen aber keine eine wirklich befriedigendes und mit der Isoseistenkarte im Einklang stehendes Epizentrum liefert. Eine eingehende Diskussion der Entstehungsgeschichte und der strukturellen Eigentümlichkeiten der Bighorn Mountains führt den Verf. zu der Vermutung, daß entlang dem nördlichen Steilkamm des Gebirges, parallel zu den alten Verwerfungen, als Folge bestehender Spannungen ein neuer Bruch sich gebildet hat, der, südwärts strebend, die Brücke zu den südlichen Verwerfungen schlug und so die Ursache des beobachteten Erdbebens wurde.

R. Köhler.

Miguel Selga. Note on the earthquake of May 5, 1925, in Negros, P. I. Bull. Seism. Soc. Amer. 17, 147—148, 1927, Nr. 3. Es wird ein Bericht des Missionars Matias Boonen wiedergegeben, der Augenzeuge des im Titel genannten zerstörenden Bebens gewesen ist.

R. Köhler.

Perry Byerly. The Evergreen (California) Earthquakes of July 19, 1925, and May 28, 1927. Bull. Seism. Soc. Amer. 17, 137—146, 1927, Nr. 3. Das kalifornische Erdbeben vom 28. Mai 1927 — Herd östlich von San José — bietet den interessanten Fall, daß sein Epizentrum innerhalb der Fehlergrenzen mit dem des Bebens vom 19. Juli 1925, über das der Verf. bereits früher (Bull. Seism. Soc. Amer. 16, 8—9, 1926, March) berichtete, übereinstimmt. Die wahrscheinliche Herdtiefe des früheren Bebens war zu 30 km berechnet worden. In dieser Arbeit diskutiert der Verf. die für das zweite Beben vorhandenen Daten und kommt zu dem Schluß, daß der Herd nahe der Erdoberfläche anzunehmen ist. — Es werden eine Karte der Isoseisten und für Berkeley, Lick Observatorium und Santa Clara die Zeiten des Eintreffens der ersten *P*- und *S*-Wellen gegeben. In Übereinstimmung mit A. und S. Mohorovičić und Harold Jeffreys wird die Geschwindigkeit der *P*- und *S*-Wellen zu 5,6 bzw. 3,2 km angenommen, die sonstigen Annahmen der oben genannten Autoren betreffend Diskontinuitäten in verschiedenen Tiefen werden nicht übernommen, da die Bearbeitung früherer Erdbeben durch den Verf. auf Grund dieser Voraussetzungen zu sehr unwahrscheinlichen Ergebnissen geführt hat. — Es wird um jede Beobachtungsstation mit der aus dem *S*—*P*-Intervall berechneten Herdentfernung eine Halbkugel geschlagen. Die drei Hemisphären schneiden sich in einem Punkte, der so nahe der Erdoberfläche liegt, daß eine größere Herdtiefe als 6 km nicht angenommen werden darf. Auch unter der Voraussetzung, daß die Zeitwerte sämtlich mit den größtmöglichen Fehlern behaftet sind, kommt man nur dann zu einer Herdtiefe größer als 10 km, wenn man sich in offensichtlichen Widerspruch zu den Angaben der Isoseistenkarte setzt. Eine Herdentfernung von 30 bzw. 5 km befriedigt auch am besten die wahrscheinlichen Werte der maximalen Amplituden und der Energien beider Erdbeben.

R. Köhler.

B. Gutenberg. Die Herdtiefe der süddeutschen Beben 1911 und 1913. Gerlands Beitr. 18, 379—382, 1927, Nr. 4. Unter Annahme geradliniger Fortpflanzung der Erdbebenwellen und ebener Erdoberfläche, einer Fortpflanzungsgeschwindigkeit von 5,6 km/sec werden für verschiedene Herdtiefen und geringe Entfernungen die Laufzeiten berechnet. Diese Werte werden mit den in herdnahen Stationen (bis 225 km) beobachteten Eintrittszeiten der in der Überschrift genannten Beben verglichen. Es zeigt sich, daß die Herdtiefe etwa 40 km betragen haben muß, jedenfalls aber größer als 30 km und kleiner als 55 km gewesen ist. Die Dicke der Schicht, unterhalb der sich die *P*-Welle fortpflanzt, beträgt 45 bis 58 km.

K. Jung.

G. Angenheister und W. Schneider. Messungen der Erschütterungen von Boden und Gebäuden, hervorgerufen durch Maschinen und Fahrzeuge. ZS. f. techn. Phys. 9, 115—118, 1928, Nr. 3. Mit photographisch registrierenden Erschütterungsmessern wurden natürliche Bodenbewegungen, Erschütterungen eines Sockels durch einen auf ihm montierten Motor, die Abnahme der von dem Motor erzeugten Erschütterungen mit der Entfernung, die Erschütterungen von ein- bis zweistöckigen Häusern durch den Motor und durch Fahrzeuge gemessen. Die Registrierungen von Apparaten verschiedener Konstruktion stimmen so weit überein, daß man annehmen kann, daß keine Eigentümlichkeiten der Apparate das Ergebnis wesentlich fälschen. Es zeigt sich, daß Perioden von 0,1 und 0,04 bis 0,05 Sek. sowohl bei den natürlichen Bodenbewegungen als auch bei künstlichen Störungen auftreten, also als Eigenschwingungen des mit Häusern belasteten Bodens anzusehen sind. Motor und Verkehr vergrößern die Amplitude wesentlich. Die Periode wird dabei kaum geändert, auch macht es wenig aus, ob das Gelände frei oder mit Häusern bedeckt ist. In der Nähe des Motors macht sich eine dem Arbeitsgang der Maschine entsprechende Periode von 0,4 Sek. bemerkbar. Sie ist bereits in 38 m Entfernung fast verschwunden. In größerer Entfernung von der Störungsquelle handelt es sich also um Eigenschwingungen des Bodens, deren Periode durch den Aufbau des Untergrundes bedingt ist. In Häusern wächst die Amplitude mit der Höhe des Stockwerks: im ersten Stock beträgt sie etwa das 5fache, im zweiten Stock das 20fache der am Boden gemessenen Amplitude. Ferner können schwingungsfähige Teile des Hauses, wenn sie mit der Bodenbewegung in Resonanz sind, die Amplitude erheblich beeinflussen. Amplitude und Beschleunigung sinken in etwa 50 bis 60 m Entfernung von der Störungsquelle bis auf ein Zehntel herab.

K. Jung.

J. R. Cotter. On the Escape of Heat from the Earth's Crust. Phil. Mag. (6) 48, 458—464, 1924, Nr. 285.

Güntherschulze.

Harold Jeffreys. The Thermal State of the Earth's Crust. Nature 121, 13—14, 1928, Nr. 3036. Zur Erforschung der thermischen Verhältnisse im Innern der Erde ist die Kenntnis der Wärmeleitfähigkeit der oberen sedimentären Schichten erwünscht und zwar vom Gestein in situ, nicht von getrocknetem Material, wie es schon öfters gemessen worden ist. Die Vornahme solcher Messungen an verschiedenen Stellen der Erde wird angeregt.

Sewig.

C. Chree. Note on the mean monthly values and the annual inequalities of the magnetic elements. Month. Not. Roy. Astronom. Soc. Geophys. Suppl. 1, 532—541, 1928, Nr. 10. Eine Arbeit von D. la Cour (diese Ber. S. 105) könnte die Vermutung aufkommen lassen, daß die Monatsmittel der erdmagnetischen Elemente an den englischen Observatorien durchweg wesentlich un-

genauer wären als an anderen. Verf. zeigt im einzelnen, daß die scheinbare Größe der individuellen Fehler bei Kew und Eskdalemuir zum größten Teil auf wenige Jahre zurückgeht, in denen besondere ungünstige Umstände von vornherein mit einer geringeren Genauigkeit der Beobachtungen rechnen ließen. Er bespricht ferner die Wirkung der Beschleunigung der Säkularvariation und des jährlichen Ganges auf la Cours Zahlen.

J. Bartels.

Heinrich Wehner. Erdmagnetische Säkularvariation und die Orientierung alter Kultbauwerke. *ZS. f. Geophys.* 4, 18—21, 1926, Nr. 1. Kurzer Auszug aus dem auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Frankfurt a. M. im September 1927 gehaltenen Vortrag. Es wird darauf hingewiesen, daß nach Forschungen des Verf. der Gebrauch des Kompasses zur Orientierung von Kultbauwerken im Mittelalter und auch im Altertum bereits bekannt war, und es werden an Hand von historischem Material Schlüsse auf die magnetische Deklination in früheren Zeiten gezogen. Es ergibt sich eine 952jährige Periode, die sich in Mitteleuropa aus fast ganz gleichen Halbperioden zu je 476 Jahren zusammensetzt. Die große Periode ist auch außerhalb Europas, sogar auf der Südhalbkugel, zu erkennen. Sie scheint mehrfach durchlaufen zu sein.

K. Jung.

C. Chree. Earth Currents and Terrestrial Magnetism. *Nature* 121, 242, 1928, Nr. 3042. Ausgehend von einer Untersuchung des Erdstromes in Telegraphenleitungen von Stenquist (*Études des courants telluriques, Memoires publiés par la direction générale des télégraphes de Suède, 1925*), vergleicht Verf. die Zahl der Tage von bestimmtem magnetischen Charakter mit der Anzahl analogen Erdstromcharakters. Für die stark gestörten Tage ergibt sich fast die gleiche Anzahl.

R. Bock.

H. Reich. Zur Frage der regionalen, magnetischen Anomalien Deutschlands, insbesondere derjenigen Norddeutschlands. *ZS. f. Geophys.* 4, 84—102, 1928, Nr. 2. Die wichtigsten regionalen Anomalien der magnetischen Vertikalkomponente in Deutschland, zum Teil vom Verf. selbst vermessen, werden angeführt und hinsichtlich des Zusammenhangs mit der Geologie der gestörten Gebiete besprochen. Besondere Berücksichtigung finden die Anomalien Norddeutschlands. Die größeren positiven Störungen in Süddeutschland (Bayrisch-Böhmischer Wald, Odenwald, Pfalz, Kaiserstuhl) sind an zutage tretendes Grundgebirge, kristalline Schiefer und Eruptivgesteine gebunden, bei den Störungen im Ries muß man wohl einen unter dünner Sedimentdecke verborgenen Rücken des Vindelizischen Gebirges annehmen. Die mitteldeutschen Störungsgebiete (südlich von Aachen, Vogelsberg-Rhön, Harz-Kyffhäuser, Vogtland-Lausitz) lassen sich auf Eruptivgesteine und kristalline Schiefer zurückführen. Die norddeutschen Anomalien (Sylt, Husum-Schleswig, Kiel, Schwerin) liegen auf der „Pompeckischen Schwelle“, einem unter Sedimenten verborgenen, hauptsächlich aus kristallinen Schiefen bestehenden Gebirgszug. Auch die Anomalien Hinterpommerns und Ostpreußens haben ihren Sitz im kristallinen Untergrund. In Norddeutschland dürften diese störenden Massen sehr tief, etwa 1 bis 2 km, liegen. Gelegentlich finden sich Aufragungen. Unter Gebieten mit negativer Anomalie sind im allgemeinen dickere Sedimentschichten zu erwarten. Diese können auch gefaltet sein (Harz, Thüringer Wald). Insbesondere weisen die großen Carbonmulden und die Salzbecken negative Störungswerte auf.

K. Jung.

Adam v. Gernet. Überblick über den Gang der magnetischen Vermessung der Ostsee. *ZS. f. Geophys.* **4**, 27—33, 1928, Nr. 1. Es wird über die magnetische Vermessung der Ostsee in den Jahren 1924 bis 1927 kurz berichtet, und es werden über die dabei benutzten Instrumente (Doppelkompaß, Vertikalwaage mit Deflektor, Kompaß) nähere Angaben gemacht. Die vermessenen Gebiete sind in einer Karte dargestellt. *R. Bock.*

H. Bellocq et Ch. Jacquet. Mesures magnétiques dans les Basses-Pyrénées, les Landes et la Gironde. *C. R.* **186**, 448—450, 1928, Nr. 7.

Henri Labrouste. Mesures magnétiques dans le nord de la France. *C. R.* **186**, 450—452, 1928, Nr. 7. Von je 42 Stationen werden die in den Jahren 1925 bis 1927 gemessenen magnetischen Elemente (Deklination, Inklination und Horizontalintensität) mitgeteilt. Die Angaben sind auf 1922,0 reduziert. *J* ist mit dem Nadelinklinatorium bestimmt. *R. Bock.*

J. N. Hummel. Über die Tiefenwirkung bei geoelektrischen Potentiallinienmethoden. *ZS. f. Geophys.* **4**, 22—27, 1928, Nr. 1. Die Änderung des Potentiallinienverlaufs in einem homogenen, isotropen und unendlich ausgedehnten Leiter durch eine eingelagerte Kugel anderer Leitfähigkeit wird nur unter gewissen Bedingungen praktisch feststellbar sein. Ist der Quotient aus der noch gerade merkbaren Verschiebung der am stärksten beeinflussten Potentiallinie und der Tiefe des Kugelmittelpunktes 0,1 (0,05 bzw. 0,01) und nimmt man das für die Verzerrung günstigste Verhältnis der Leitfähigkeiten an, so ergibt sich als äußerster zulässige Dicke der Deckschicht 0,56 *a* (0,97 *a* bzw. 2,37 *a*), wenn *a* der Radius der Kugel ist und gut leitende Kugel in schlecht leitender Bettung liegt. Im entgegengesetzten Falle sind die Werte 0,24 *a* (0,57 *a* bzw. 1,68 *a*). Befindet sich die kugelförmige Einlagerung in schlecht leitendem Muttergestein, über dem noch eine gut leitende Schicht liegt, so ist näherungsweise als höchstzulässige Tiefe die mit dem Verhältnis der Leitfähigkeiten der Deckschicht und des Muttergesteins multiplizierte Dicke der Deckschicht anzunehmen, zuzüglich der Strecke, um die der Kugelmittelpunkt unter der oberen Begrenzungsfläche des Muttergesteins liegt. In der Praxis wird also dieser Fall kaum die Verzerrung der Potentiallinien erkennen lassen. Bei langgestreckten Störungskörpern, sowie bei Verwendung von Wechselstrom liegen die Verhältnisse allerdings etwas günstiger. *R. Bock.*

W. F. G. Swann. The Earth's Electric Charge. *Journ. Amer. Inst. Electr. Eng.* **47**, 209—210, 1928, Nr. 3. Ein Überblick über luftelektrische Probleme, kosmische Strahlung, Theorien über den Ursprung der Erdladung. *Gutenberg.*

P. J. Nolan and Cilian O. Brochain. Observations on atmospheric electrical conductivity in connection with the solar eclipse of 29th June, 1927. *Proc. Dubl. Acad.* **38** [A], 1—17, 1928, Nr. 1. Die luftelektrischen Beobachtungen während der totalen Sonnenfinsternis in Nord-Wales waren durch Wetter und Rauch gestört und zeigten keinen Effekt; sie erstreckten sich auf die positive Leitfähigkeit, das Potentialgefälle und die Kondensationskernzahl. Die Messungsergebnisse werden benutzt zur Prüfung der Theorie des Gleichgewichts zwischen Kleinionen, Großionen und ungeladenen Kernen (J. J. Nolan, R. K. Boylan und G. P. De Sacy, *Proc. Dubl. Acad.* **37** [A], 1, 1925; J. J. Nolan und G. P. De Sacy, *Proc. Dubl. Acad.* **37** [A], 71, 1927). Es ergibt sich eine Zunahme der berechneten Ionisierungsstärke *q* mit der Kernzahl. Kontrollbeobachtungen an einem anderen Orte mit reinerer Luft sowie frühere Beob-

achtungen anderer Beobachter zeigen denselben Zusammenhang. Als Ursache hierfür wird zum Teil angesehen das Vorhandensein von Mittelionen, die in der q -Formel nicht berücksichtigt sind, so daß dann q in frisch verunreinigter Luft zu hoch erscheint. Die Verf. glauben jedoch, daß die gefundene Zunahme der Ionenzeugung mit wachsender Kernzahl zum Teil reell ist und finden dies erklärbar, wenn unreinere Luft mehr radioaktive Zerfallsprodukte enthielte. Die Bemerkung, daß sich ein Vorzeichenwechsel mit Zweifadenelektrometern nicht feststellen ließe, ist unzutreffend, wenn ein isolierter Innenkonduktor vorhanden ist, wie etwa beim Wulfschen Typ. *Wigand.*

W. Smosarski. Mesures de l'électricité atmosphérique à Poznań. Lieu des observations et les appareils. S.-A. Études météorolog. et hydrogr. Warschau 1927, S. 53—59, Nr. 4. (Polnisch mit französischer Zusammenfassung.) An der Universität Posen werden seit August 1925 dreimal täglich Messungen des atmosphärischen Potentialgefälles und (je einmal) der Leitfähigkeit ausgeführt. Da der erste Beobachtungsort nicht störungsfrei war, wurde die Station im Juni 1926 nach Golencin verlegt. Die Potentialmessungen werden mit Elektroskop subjektiv, die Leitfähigkeitsmessungen mit Gerdienaspirator durchgeführt. Vier Tabellen geben die Monatsmittel von 1925 bis April 1927 nebst einer Statistik des Vorkommens bestimmter Zahlenwerte beider Elemente. Die Jahresmittel pro 1926 ergeben sich zu $dV/dh = 112 \text{ Volt/m}$,

$$\lambda_+ + \lambda_- = (5,9 + 5,9) \cdot 10^{-5} = 11,8 \cdot 10^{-5} \text{ elst. Einh.} \quad V. F. Hess.$$

Daniel Chalonge. Étude de la couche d'ozone de la haute atmosphère pendant la nuit. C. R. 186, 446—448, 1928, Nr. 7. Durch Aufnahmen des Mondspektrums bis 3050 Å in Paris im Oktober und November 1927 wurde die nächtliche Dicke der stratosphärischen Ozonschicht bestimmt, indem die Veränderung der Strahlung mit der Zenitdistanz bei nahezu Vollmond gemessen wurde. Die Ergebnisse von drei Nächten sind für die reduzierte Dicke der Ozonschicht: 2,95 mm (vom 11. bis 12. Oktober), 3,35 mm (vom 6. bis 7. November), 3,20 mm (vom 11. bis 12. November), während die an den entsprechenden Tagen in Arosa, Oxford und Paris mit direkter Sonnenstrahlung bestimmten Werte zwischen 2,16 und 2,55 mm lagen. *Wigand.*

R. A. Millikan. High frequency rays of cosmic origin. From the Smithsonian Rep. for 1926, S. 193—201, 1927. Wiederum gibt der Verf. eine in wesentlichen Punkten unrichtige Darstellung der Geschichte der Entdeckung der Höhenstrahlung (Ultra- γ -Strahlung), gegen welche schon wiederholt a. a. O. Stellung genommen worden ist. Durch diese Darstellung wird der Eindruck hervorgerufen, daß die Entdeckung nicht Hess und Kolhörster, sondern Millikan selbst zugeschrieben werden müsse. Die Millikanschen Ergebnisse sind bereits a. a. O. ausführlich besprochen (diese Ber. 7, 762, 952, 1156, 1909, 1926), so daß sich ein nochmaliges Eingehen darauf erübrigt. Bemerkenswert ist eine der Arbeit vorangehende Einleitung von C. G. Abbot, aus der deutlich hervorgeht, daß durch Millikans Veröffentlichungen Abbot zu der Ansicht geführt worden ist, daß Millikan die kosmische Ultra- γ -Strahlung entdeckt habe. Abbot vergleicht die Tragweite dieser Entdeckung mit der der X-Strahlen durch Röntgen. *V. F. Hess.*

R. A. Millikan and G. H. Cameron. High altitude tests on the geographical, directional, and spectral distribution of cosmic rays. Phys. Rev. (2) 31, 163—173, 1928, Nr. 2. Verff. haben im Sommer 1926 in Südamerika

mit zwei Elektrometern eigener Bauart Messungen der Absorption im Wasser und der täglichen Periode der durchdringenden Höhenstrahlung gemacht. Die Apparate sind mit früher beschriebenen identisch (Nr. 1) bzw. gleichgebaut; von den Instrumentkonstanten sind Kapazität und Evesche Zahl nicht angegeben. Die Versenkversuche im Wasser wurden in den beiden Seen Miguilla (4570 m Höhe) und Titicaca (3820 m) der Bolivianischen Hochebene angestellt. Die Angaben beider Apparate stimmen nach Abzug der Eigenstrahlung überein. Der Absorptionskoeffizient im Wasser ergibt sich, analog zu den Messungen auf der nördlichen Halbkugel, zu $2,5$ bis $1,5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$. Die Strahlung wird nach unten hin härter. Nach der Comptonschen Theorie wird hieraus für die Wellenlänge der Höhenstrahlung $5,2$ bis $3,2 \cdot 10^{-12} \text{ cm}$ berechnet. Aus diesen und früheren Versuchen wird für Luft der gleiche Massenabsorptionskoeffizient wie für Wasser abgeleitet (entgegen den deutschen Versuchen). In einem engen Tale der Hochanden wurde zweimal je drei Tage lang die tägliche Periode gemessen. Leider sind diese Versuche nur im Hinblick auf einen etwaigen Einfluß der Milchstraße, der verneint wird, angestellt. (Das Vorhandensein einer Periode ist angedeutet; da aber die Erdstrahlung nicht abgeschirmt war und da das Datum der Beobachtung nicht angegeben ist, ist eine weitere Diskussion unmöglich.) In Meereshöhe wird für drei verschiedene Apparate $1,4$ Ionenp. $\text{cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$ gefunden (in Europa $1,8$). Aus ihren Messungen in verschiedenen Höhen, die durchweg wesentlich kleinere Werte der Strahlung gaben als in Europa, schließen Verff. auf einen Wert von 75 Ionenp. $\text{cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$ am Rande der Atmosphäre. — Einen Einfluß von Gewittern auf die Strahlung, wie ihn C. T. R. Wilson vermutet, widerlegen die Messungen auf dem gegen Gewitter geschützten Lake Miguilla.

K. Büttner.

J. Clay. Doordringende straling. Proc. Amsterdam **36**, 1265—1277, 1928, Nr. 10. Verf. hat von Februar bis Juli 1927 Messungen der durchdringenden Strahlung auf Java gemacht, die dadurch besondere Bedeutung haben, daß wir in ihnen zum erstenmal mit gleicher Apparatur und gleicher Meßmethodik wie in Europa erhaltene Werte aus anderen Breiten vor uns haben. Die Apparate waren zwei moderne Kolhörsterelektrometer in 4 Liter-Kammern, Kapazität $0,5$ und $0,6 \text{ cm}$, Evesche Zahlen (Radiumempfindlichkeit) $6,6$ bzw. $6,4 \cdot 10^9$ Ionenp. $\text{cm}^{-1} \text{ g}^{-1} \text{ sec}^{-1}$ (höher als normal). Durch Bleiabdeckung nach unten ergibt sich in Bandoeng (760 m Höhe) eine Erdstrahlung von $1,5$ Ionenp. $\text{cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$. Durch Abschirmung mit 48 cm Pb wird die Eigenstrahlung ($4,3$ und $3,0 J$) bestimmt. Die Höhenstrahlung beträgt dort $1,3 J$ ($1,27$ und $1,35$). (Dies ist nach Art der Abschirmungen als Mindestwert aufzufassen.) Die Ionisation durch Erd- und Höhenstrahlung wird mit der vorhandenen Ionenzahl verglichen. Dauermessungen, bei denen die Instrumente nach den Seiten und nach unten gegen Erdstrahlung abgeschirmt waren, zeigen eine tägliche Periode (April bis Juni) mit einem deutlichen Minimum um 8 Uhr Ortszeit, das auch bei allseitiger Panzerung mit 2 cm Pb und auch bei Aufstellung zwischen zwei 24 cm dicken Bleiplatten, die in Richtung des Meridians standen, auftritt. Dies Minimum zeigt sich auch deutlich in den Monatsmitteln des Ionengehaltes und der Leitfähigkeit, wie auch als Maximum des Potentialgradienten. Diese Größen schwanken um etwa $\pm 60\%$, die durchdringende Strahlung (in der Bleianordnung) nur um $\pm 10\%$. Verf. vermutet, daß die Ursache in den höheren Schichten der Atmosphäre liegt (sollte es sich nicht doch um einen Einfluß der Erdstrahlung handeln?). Mit Bleipanzern bis zu 48 cm Dicke wurden mit beiden Apparaten Absorptionskurven aufgenommen, die als Massenabsorptionskoeffizienten für 0 bis 10 cm Dicke $17 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ und für 24 bis 48 cm Dicke $4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ ergeben. Diese Zahlen sind größer als die in gleicher Höhe von

Steinke bzw. Büttner gefundenen. Nach der Theorie von Compton bzw. Dirac werden hieraus die Wellenlängen der Höhenstrahlung berechnet. Mit beiden Apparaten, von denen der eine mit 2 cm Pb gepanzert war, wurden Messungen im Flugzeug bis 4300 m Höhe gemacht, die untereinander gut übereinstimmen, nur in 1000 bis 2000 m Höhe reichlich kleine Werte geben. In größeren Höhen ergeben sich genau dieselben Strahlungsstärken wie bei Hess, Kolhörster usw. Der Absorptionskoeffizient für Blei ergibt sich zu $0,11 \text{ cm}^{-1}$ in 4000 m Höhe (übereinstimmend mit den Messungen Büttners). Die Strahlungsstärke auf dem Pangerango (3024 m) ist niedriger als die in gleicher Höhe im Flugzeug gemessene. Die beobachteten Strahlungsschwankungen (20 %) sind größer als in Bandoeng; es fehlt das 8 Uhr-Minimum. Zum Schluß werden Messungen von der Seereise nach Europa und Eigenstrahlungsbestimmungen in Staßfurt mitgeteilt. *K. Büttner.*

Axel Corlin. The Highly Penetrating Cosmic Rays. *Nature* **121**, 322—323, 1928, Nr. 3044. Verf. gelangt nach einer Durchrechnung der Steinkeschen Registrierkurven (ZS. f. Phys. **42**, 570, 1927) zu anderen Schlußfolgerungen als Steinke. Verf. hat nämlich die auf Normaldruck reduzierten Steinkeschen Beobachtungsergebnisse direkt nach Sternzeit geordnet (die auf zwei Wochen verteilten Messungen waren nach MEZ angestellt) und findet, daß, wenn man kleine systematische Differenzen zwischen den Registrierstreifen an verschiedenen Tagen eliminiert, sich deutliche Maxima der Strahlung um 0, 5 bis 7, 13 bis 16 und 20 Uhr (dazu noch eines um 3 Uhr) Sternzeit und Minima um 4, 8 bis 12 und 19 Uhr Sternzeit ergeben, wie bei Kolhörster-v. Salis und K. Büttner. Nur die Amplitude der Schwankung ist bei diesen Steinkeschen Messungen wesentlich kleiner: die Extremwerte weichen voneinander nur um $0,014 J$ ab; die Amplitude ($\pm 0,007 J$) wäre also bei etwa $1 J$ Strahlungsintensität kleiner als 1 %, was aber immerhin noch doppelt so viel wäre, als der mittlere Fehler des Gesamtmittels für jede Stunde. Nach der Corlinschen Reduktion ergibt sich der mittlere Fehler der Steinkeschen Einzelmessungen kleiner ($\pm 0,02 J$) als bei der direkten Bearbeitung Steinkes ($\pm 0,027 J$). Verf. hält es für möglich, daß die tägliche Periode nach Sternzeit hauptsächlich von etwas weicheren Strahlen (kommend von den Mirasternen) verursacht wird, während die härteren Komponenten praktisch konstante Intensität liefern. *V. F. Hess.*

L. Tuwim. Über Verzerrung der Absorptionskurve kosmischer Strahlen in Wasser durch sekundäre Streustrahlung. *C. R. Acad. Leningrad* 1927, S. 371—374, Nr. 22. Verf. berechnet für drei verschiedene Fälle (Näherungen) die Änderung, die die beobachteten Schwächungskoeffizienten infolge des Einflusses von Streustrahlung erfahren: 1. Die Sekundärstrahlen laufen in derselben Richtung wie die Primärstrahlen, sind aber weicher. Die Strahlen sollen senkrecht auf die absorbierende Schicht (Dicke H) einfallen. Unter diesen Annahmen ergibt sich, daß der experimentell bestimmte Schwächungskoeffizient $\mu_{\text{exp}} = \mu_1 - 1/H$ also um so kleiner ist, als der Absorptionskoeffizient der Primärstrahlen, je geringer die Schichtdicke H des absorbierenden Mediums gewählt wird. 2. Werden nun auch die aus anderen Richtungen zum Elektroskop gelangenden Streustrahlen mitberücksichtigt, so erhält Verf. für Wasser ($\mu_1 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$) das Resultat, daß die Absorptionskurve bis $H = 3 \text{ m}$ nicht logarithmisch-linear verläuft, sondern anfangs sogar ein Strahlungsanstieg (Zunahme der Streustrahlung) erfolgt. Von da an ergibt die Kurve $\mu_{\text{exp}} = 1,5 \cdot 10^{-3}$, also wiederum einen erheblich kleineren Wert, als den wahren Wert der Primär-

strahlen. 3. Läßt man nun auch schief einfallende Primärstrahlen zu, so ändert sich qualitativ nichts weiter an dem Ergebnis: in allen Fällen ersieht man, daß die experimentell bestimmten Absorptionskoeffizienten der Ultra- γ -Strahlung erheblich kleiner ausfallen, als den wahren Werten entspräche, daß aber die Abweichung höchstens 50 % beträgt, d. h. $\mu_{\text{exp}} = \frac{1}{2} \mu_1$. V. F. Hess.

R. K. Boylan. Atmospheric dust and condensation nuclei. Proc. Dublin Acad. 37 [A], 57—70, 1926, Nr. 6. Schon A. Wigand (Meteorol. ZS. 30, 10, 1913) hat gezeigt, daß die in der Luft schwebenden Staubteilchen durchaus nicht mit den im Aitkenschen Apparat zur Zählung gelangenden Kondensationskernen identisch sind. Seither hat nun J. S. Owens mehrere Methoden zur exakten Zählung und Analyse der Staubteilchen angegeben, und der Verf. hat es unternommen, Parallelmessungen des Staubgehaltes mit dem Owenschen Apparat und dem Aitkenschen Kernzähler auszuführen. 1. Versuche im Freien in der Stadt Dublin zeigten, daß im allgemeinen wohl eine gewisse Korrelation zwischen Staubteilchenzahl und Zahl der Kondensationskerne besteht. Die mittlere Staubteilchenzahl war 1580, die Kernzahl 23850. Bei Nebel sind beide Zahlen sehr viel größer. Regen jedoch vermindert den Staubgehalt und erhöht die Kernzahl. Verf. zeigt durch Laboratoriumsversuche mit gefilterter, d. h. kernfreier Luft, die künstlich mit Staub geschwängert wurde, daß die Staubteilchen auch dann nicht als Kondensationskerne fungieren, wenn die gewöhnlichen Kerne fehlen. Besonders auffallend sind Versuche, bei denen es gelang zu zeigen, daß man Luft vollständig kernfrei machen kann, wenn man eine Staubwolke erzeugt. Auch fein verteilte Rußteilchen wirken ähnlich, d. h. Staubteilchen wirken stark adsorbierend auf die Aitkenschen Kerne und fällen sie aus, wenn sie in genügender Zahl mit der Luft durchmengt werden. Die relativ große Oberfläche der Staubteilchen dürfte diesen Vorgang besonders begünstigen. V. F. Hess.

E. V. Newnham. Correlation Coefficients in Meteorology. Nature 121, 421, 1928, Nr. 3046. Der Verf. weist einige Fälle nach, in denen die Korrelationskoeffizienten auf dem Gebiet der Meteorologie unrichtig angewendet werden. Vor allem hebt er hervor, daß die Berechnung des mittleren Fehlers von r in unrichtiger Weise vorgenommen wird. Allgemein wird gesetzt $f = \frac{1 - r^2}{\sqrt{n}}$,

wobei n die Zahl der Elementpaare bedeutet. Da die Größe von r auch bei Zufallsanordnung der Elemente und bei Nichtexistenz einer Korrelation resultieren könnte, meint der Verf., daß man objektiver vorgehen würde, wenn man den mittleren Fehler unter der Annahme $r = 0$ rechnen würde, so daß er nur eine Funktion der vorgegebenen Zahl der Elementpaare wird. Ob der Verf. da wohl recht hat? Sicher nicht, wenn man die Korrelationsrechnung noch auf eine geringe Anzahl von Elementpaaren für anwendbar hält. Conrad-Wien.

Felix M. Exner. Abhängigkeit des Turbulenzfaktors der Winde von der vertikalen Temperaturverteilung. Wiener Ber. 136 [2a], 453—460, 1927, Nr. 7. Mit Hilfe von Energiebetrachtungen wird gezeigt, daß der Turbulenzfaktor sowohl bei Flüssigkeiten als bei Gasen von der vertikalen Dichteverteilung abhängen muß, wenn es sich um horizontal geschichtete Medien handelt. Für die Atmosphäre wird jener Turbulenzfaktor als „Normalwert“ angenommen, der dem adiabatischen Temperaturgradienten entspricht ($\Delta g \cdot c_p = 1^\circ \text{C}/100 \text{ m}$). Ist

$$-\frac{dT}{dz} < \frac{\Delta g}{c_p},$$

muß der Turbulenzfaktor kleiner, im entgegengesetzten Falle größer als der Normalwert werden. — In erster Näherung wird der Turbulenzfaktor μ gesetzt:

$$\mu = \frac{c}{k + \frac{Ag}{c_p} + \frac{dT}{dz}}$$

wobei c und k Konstanten sind. Für adiabatische Temperaturabnahme wird dann $\mu = c/k$. Unter verschiedenen, für die Rechnung notwendigen Vernachlässigungen wird die Konstante k aus den Eiffelturmbesobachtungen berechnet. Der Verf. gibt die Anregung zu Beobachtungen über Windstärke in verschiedenen Höhengschichten bei genauer Verfolgung der gleichzeitig auftretenden Temperaturgradienten.

Conrad-Wien.

J. Hoffmeister. Grenzflächen mit gleichförmiger Geschwindigkeit zwischen verschieden temperierten Luftmassen. Meteorol. ZS. 45, 50—55, 1928, Nr. 2. Mit Hilfe der hydrodynamischen Grundgleichungen wird der Fall untersucht, daß zwei verschieden temperierte Luftströme durch eine Grenzfläche voneinander getrennt sind, wobei sich die Luftteilchen geradlinig und gleichförmig bewegen sollen. Es werden die Warm- und die Kaltfront behandelt. Trotz der wesentlichen Einschränkungen ergeben sich Übereinstimmungen mit der Beobachtung. Allgemeinere Fälle sowie die Durchrechnung eines Zahlenbeispiels sollen folgen.

Conrad-Wien.

E. Palmén. Zur Frage der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Zyklonen. Meteorol. ZS. 45, 96—99, 1928, Nr. 3. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Zyklonen ist schon vielfach behandelt worden und stellt ein wichtiges Problem für die Physik der Atmosphäre dar. Der Verf. hat es unternommen, die Frage detaillierter zu behandeln, als dies bisher geschehen ist. Er beschränkt seine Untersuchungen aber vor allem auf Zyklonen, die sich in das Bjerknessche Schema einpassen lassen, und teilt diese dann in Gruppen: 1. Anfangsstadium (Wellencharakter); 2. ausgebildete Zyklone (Wirbelcharakter); 3. absterbende Zyklone. Ist V die Fortpflanzungsgeschwindigkeit, v die Windgeschwindigkeit in der Warmluft und ΔT die Temperaturdifferenz an der Grenzfläche in einem bestimmten Niveau, so soll nach Bjerknes $V = F(v, \Delta T)$ sein, die Fortpflanzungsrichtung soll halbwegs mit der Richtung des Windes in der Warmluftmasse zusammenfallen. Letzterer Satz wurde vom Verf. an 245 Zyklonen (Wirbeltypus) dahin verifiziert, daß die Windrichtung in der Warmluft mit der Richtung der Zyklonenwanderung je nach Reibungsverhältnissen einen Winkel von 4 bis 52° einschließt. Bei der Untersuchung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit kommt der Verf. zu dem beachtenswerten und physikalisch plausiblen Resultat, daß sich die Geschwindigkeiten der verschiedenen Zyklontypen nicht durch eine einheitliche, empirische Formel darstellen lassen. Für den Wellentypus findet er:

$$V = 4,2 + 0,7 v + 3,0 \sqrt{\Delta T} \text{ m/sec,}$$

für den Wirbeltypus:

$$V = 0,8 + 0,6 v + 2,6 \sqrt{\Delta T} \text{ m/sec.}$$

Die Formeln werden als provisorische bezeichnet. Der zweiten Formel kommt wegen des viel größeren zur Verfügung stehenden Materials ein höheres Gewicht zu als der ersten.

Conrad-Wien.

J. Bartels. Gezeitenerscheinungen in der Atmosphäre. (Zusammenfassender Bericht.) ZS. f. Geophys. 4, 1—17, 1928, Nr. 1. Es ist zu erwarten,

daß die Gezeitenerscheinungen in der Atmosphäre sich in ihren wesentlichen Zügen durch die Theorie der Gezeiten eines die ganze Erde umgebenden, überall gleich tiefen Ozeans beschreiben lassen. Die Kompressibilität der Atmosphäre macht die Darstellung etwas komplizierter. Nach einer Übersicht über die harmonische Analyse der Gezeitenkräfte zeigt der Verf., daß nach Einführung geeigneter neuer Variablen die Form der Gleichungen für die Atmosphäre genau dieselbe ist wie die der Gleichungen, die die Gezeiten des die ganze Erde umgebenden, überall gleich tiefen Ozeans beschreiben. Hierdurch wird die Behandlung des atmosphärischen Problems anschaulicher und einfacher. Aus der Luftdruckverteilung in verschiedenen Höhen läßt sich berechnen, daß ein die ganze Erde umgebender Ozean von 10 km Tiefe der Atmosphäre äquivalent ist. Die Beobachtungen zeigen jedoch, daß man mit einer äquivalenten Tiefe von etwa 8 km rechnen muß. Der Grund wird in der Einwirkung des Oberflächenreliefs der Erde vermutet. Die Eigenschwingungen der Atmosphäre haben einen wesentlichen Einfluß auf den Ablauf der Gezeitenvorgänge. Die der sektoriellen Kugelfunktion P_2^2 und der zonalen Kugelfunktion P_2^0 entsprechenden Schwingungsformen haben bei der äquivalenten Tiefe von 8 km eine Eigenperiode von fast genau 12 Stunden, während die der tesseralen Kugelfunktion P_3^4 entsprechende Schwingungsform die Eigenperiode 8 Stunden hat. Die Kugelfunktion P_2^2 mit der Periode 12 Stunden ist in Resonanz mit dem halbtägigen solaren Gliede der Gezeitenkräfte und dem halbtägigen Gliede der Temperaturschwankung. Es ist somit erklärt, warum das halbtägige solare Glied der atmosphärischen Gezeiten in den Barometerablesungen äquaturnaher Stationen so überaus stark hervortritt. Nach dem Pol zu wird seine Amplitude Null, dafür läßt sich die stehende, weltzeitliche Eigenschwingung P_2^0 mit der Periode 12 Stunden an polnahen Stationen erkennen. Die Kugelfunktion P_3^4 mit der Periode 8 Stunden ist in Resonanz mit dem dritteltägigen Gliede der Temperaturschwankung, daher ihre verhältnismäßig große Amplitude im Luftdruckgang. Die übrigen Glieder treten zurück. Besonders auffällig zeigt sich das bei den lunaren Gliedern. Während das halbtägige solare Glied durch Resonanz auf den 100fachen Betrag vergrößert wird, wird das halbtägige lunare Glied theoretisch nur noch auf das Elffache vergrößert. Die Beobachtungen zeigen jedoch nur eine etwa dreifache Vergrößerung und lassen somit erkennen, daß die feste Erde mit der Hydrosphäre den lunaren Anziehungskräften zu etwa drei Viertel nachgibt. Die den atmosphärischen Gezeiten entsprechenden Luftbewegungen haben Geschwindigkeiten von der Größenordnung 20 cm/sec. Während diese Bewegung in bodennahen Schichten kaum nachzuweisen ist, können Luftströme in höheren Lagen, die gleichzeitig Elektronen transportieren, in ihren Wirkungen auf den Erdmagnetismus erkannt werden.

K. Jung.

H. Thomas. Über die Berechnung der Mitteltemperatur einer Luftsäule. Meteorol. ZS. 45, 60—63, 1928, Nr. 2. In der barometrischen Höhenformel: $p_0 = p_n \cdot e^{g/R \cdot z_n/T_m}$ ist die Mitteltemperatur T_m der Luftsäule von der Höhe z_n festgelegt durch die Gleichung

$$\frac{1}{T_m} = \frac{1}{z_n} \cdot \int_0^{z_n} \frac{dz}{T}.$$

Dieses Integral nun wird unter der Annahme berechnet, daß die Temperaturkurve der Luftsäule aus einer Anzahl linearer Stücke zusammengesetzt ist. Es

läßt sich für diese Lösung eine Näherungsformel angeben, deren Fehler gegen die exakte Gleichung proportional dem Quadrat der mittleren Dicke der Schichten ist, in die man die Luftsäule zur Berechnung von T_m unterteilt. *H. Ebert.*

H. Thomas. Tabellen zur Differentialformel für barometrische Höhenmessung. Meteorol. ZS. 45, 64—66, 1928, Nr. 2. Aus der barometrischen Höhenformel (s. voriges Referat) läßt sich die für viele meteorologische Rechnungen notwendige Differentialformel ableiten:

$$dp_0 = \left(\frac{p_0}{p_n}\right) dp_n - p_0 \left(\frac{g}{R} \cdot \frac{z_n}{T_m^2}\right) dT_m,$$

d. h. es wird die Druckänderung dp_0 am Erdboden bzw. am unteren Ende der Luftsäule in Abhängigkeit der Änderung der Mitteltemperatur dT_m der Luftsäule von der Höhe z_n und der Druckänderung am oberen Ende dp_n gegeben. Für die Größen

$$\left(\frac{p_0}{p_n}\right) \quad \text{und} \quad \left(\frac{g}{R} \cdot \frac{z_n}{T_m^2}\right)$$

werden Tabellen mitgeteilt, die die Benutzung der Formel erleichtern sollen.

H. Ebert.

H. Jameson. A Simple Rainfall Law. Nature 121, 170, 1928, Nr. 3040. Bildet man aus den Maximalwerten der während n aufeinanderfolgenden Tagen eines Jahres gefallenen Regenmengen über eine genügend große Zahl von Jahren den Mittelwert R , so erfüllt derselbe mit beträchtlicher Genauigkeit die Bedingung $R = Qn^k$, wo Q und k für jede Beobachtungsstelle und jede Jahreszeit zu bestimmende Konstanten sind. Die Formel wird an Beobachtungen in Ceylon verifiziert. *Sewig.*

V. Láska. Zur Anwendung der Statistik in der Meteorologie im allgemeinen und auf die Niederschlagsreduktion insbesondere. Meteorol. ZS. 45, 17—21, 1928, Nr. 1. Die Verteilung der Jahresmittel der Berliner Temperatur in den Jahren 1800 bis 1907 ist angenähert gaußisch. Dagegen liegt bei den Prager jährlichen Niederschlagsmessungen während der Jahre 1805 bis 1924 der Mittelwert bei 506 mm, das mit Hilfe einer parabolischen Interpolation berechnete Maximum bei 533. Auch die Darstellung im logarithmischen Maßstab liefert eine asymmetrische Kurve. Bei der Aufstellung von Regenkarten muß berücksichtigt werden, daß die Regenmenge von der Seehöhe linear abhängt. *Gumbel.*

G. Falckenberg. Aerologische Studienreise des Drachenbootes der Rostocker Luftwarte. Meteorol. ZS. 45, 55—60, 1928, Nr. 2. Die Expedition des Drachenbootes ergab: 1. Auch über See entstehen zur Zeit des Sonnenuntergangs fast genau so wie auch über dem Lande dynamisch erzeugte Warmluftinseln. Es handelt sich hier auf See offenbar um Ausläufer von 800 bis 1200 m hohen Luftwellen, welche auf dem Lande durch eine mit der Dämmerung fortschreitende Abkühlung der untersten Luftschichten hervorgerufen werden, also in der Breite 54° mit etwa 270 m in der Sekunde fortschreiten. 2. Ferner wird eine Dauerinversion über See untersucht, welche nur zur Zeit des Sonnenuntergangs und vielleicht auch Sonnenaufgangs durch einen scharfen, kurzen wellenartigen Vorgang unterbrochen wird. *Scheel.*

Richard Hamer. Variations of atmospheric pressure as a possible contributing cause of static, of earth currents and their variations

on the earth's magnetic field. Phys. Rev. (2) **31**, 156, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Eine vertikale, mit feuchter Erde gefüllte Glasröhre bildete einen Teil eines geschlossenen Stromkreises, in dem sich ein empfindliches Galvanometer befand. Plötzliche Luftdruckänderungen verursachen Änderungen des Stromes, der infolge der Wirkung der Bodensäuren auf die Elektroden floß. Offenbar entsteht eine plötzliche Störung in der Verteilung der Elektronen oder Ionen in der Erde, wenn sich der Luftdruck plötzlich ändert. Vielleicht werden die Erdstrommessungen durch diese Wirkung beeinflusst. Die Versuche tragen vielleicht auch zur Erklärung der eigentümlichen Erscheinungen bei der Ausbreitung der Hochfrequenzwellen bei. *Güntherschulze.*

R. Bureau et A. Viaut. Conditions météorologiques de l'apparition de certaines perturbations atmosphériques dans les appareils récepteurs de T. S. F. C. R. **179**, 394—397, 1924, Nr. 7. *Güntherschulze.*

G. C. Simpson. Some studies in terrestrial radiation. Mem. Roy. Meteorol. Soc. **2**, Nr. 16, S. 69—95, 1928. Der Verf. stellt Betrachtungen über die gesamte, aus der Atmosphäre in den Weltenraum zurückgehende Strahlung an, veranlaßt durch eine Berechnung eben dieser Rückstrahlung mit Hilfe der Stratosphären-temperatur, die der Referent 1926 in der Zeitschrift für Geophysik veröffentlicht hatte. Simpson verwendet die gewöhnlich bei derartigen Rechnungen gemachten Annahmen, deren wesentlichste sind: In der Erdatmosphäre ist der Wasserdampf der alleinige Strahler und Absorbierer langwelliger Strahlung, und zwar strahlt er alle langen Wellenlängen in einem Bereich oberhalb $3\ \mu$ wie ein grauer Körper. Als Temperaturgradient werden überall 6° pro Kilometer angenommen und der Dampfgehalt nach Hergesells Formel für die relative Feuchtigkeit r berechnet:

$$\log r = 1,833 + 1,603 \frac{t^\circ \text{C}}{T^\circ \text{abs.}} \cdot \quad \text{Es ergibt sich, daß mit Ausnahme eines ver-}$$

hältnismäßig kleinen Gebiets um die Pole herum der langwellige Rückstrom in allen Breiten der Erde etwa den gleichen Wert besitzt, und zwar je nach der Annahme über die Absorption des Wasserdampfes 0,4 bis 0,3 cal min cm². Der Wert 0,39 entspricht dabei einer 30 %igen, der Wert 0,30 einer 90 %igen Absorption langwelliger Strahlung durch 1 mm Niederschlag in Dampfform. Die Schichtdicke, in welcher diese Dampfmenge verteilt ist, bleibt dabei unberücksichtigt. Wie man sieht, bedingen verhältnismäßig große Änderungen in der Absorption des Dampfes nur kleine Schwankungen des aus der Atmosphäre gehenden Energiestromes. Nach dem Verf. hat auch die Änderung der relativen Feuchtigkeiten, also der Verteilung des Wasserdampfes mit der Höhe auf dies Ergebnis nur wenig Einfluß. Simpson kommt daher zu dem Schluß, daß die Rückstrahlung in der Tat fast auf der ganzen Erde gleichmäßig verteilt ist und etwa 0,39 cal beträgt, entsprechend einer ebenso gleichmäßig verteilten Stratosphären-temperatur von rund 220° abs. Die viel tieferen Temperaturen in der unteren Stratosphäre der Tropen, die höheren Temperaturen polarer Breiten hält er für ein Ergebnis der Konvektion und der allgemeinen Zirkulation, im Gegensatz zu der Meinung des Ref., der eben aus diesen Temperaturen auf andere Werte der langwelligen Rückstrahlung schloß und daraus die horizontale Energie-zirkulation berechnete. Simpsons Ergebnis beruht auf einer weitgehenden Vereinfachung der grundlegenden Annahmen. In einer demnächst erscheinenden Arbeit des Ref. soll gezeigt werden, daß bei getrennter Behandlung der Eigenstrahlung des Wasserdampfes und der Schwarzstrahlung der Erde auch die eigentümliche Temperaturverteilung in der unteren Stratosphäre (kalt über dem Äquator, warm über den Polen) als Strahlungseffekt gedeutet werden kann. Schließlich

macht Simpson noch den Versuch, das Verhalten der Atmosphäre bei geänderten Strahlungsverhältnissen, besonders bei anderer Zustrahlung auf theoretische Weise zu bestimmen, doch gelingt es auf Grund der einfachen Annahmen über die Strahlungsprozesse noch nicht, hierfür eine befriedigende Lösung anzugeben.

R. Mügge.

W. Smosarski. Dämmerungsbeobachtungen. Zweite Mitteilung. S.-A. *Études Météorol. et Hydrogr.* 1927, S. 60—82, Nr. 4. (Polnisch mit deutscher Zusammenfassung.) Über die Ergebnisse der Dämmerungsbeobachtungen von 1913 bis 1920 wurde schon 1921 (*Soc. Scient. de Poznań* 1, 49—83) berichtet. Die weiteren Messungen, die sich auf die Intensität des Purpurlichtes und der Gegendämmerung, die Zeit des Auftretens verschiedener Dämmerungsphasen und die Höhe der oberen Ränder der Phänomene erstreckten, wurden an den nämlichen Orten angestellt wie die der neutralen Punkte (s. untenstehendes Referat). Das Maximum der Intensität und der Häufigkeit des Purpurlichtes fiel in den Herbst, das Minimum in den Frühling (gegen das Maximum der Intensität nach Gruner um einen Monat verschoben). Nach Abklingen der Intensität zwischen 1912 und 1918 wurde in den Jahren 1919 und 1920 ein erneutes Ansteigen konstatiert; es wird auf eine vermeintliche Beziehung zur erdmagnetischen Aktivität hingewiesen (für die Sonnenflecken eigentümlicherweise nur Übereinstimmung des Minimums, nicht des Maximums). Eine optische Störung nach dem Vulkanausbruch im Dezember 1921 in Chile wurde nur für die neutralen Punkte, nicht für die Dämmerung gefunden, wogegen im Jahre 1924 eine Dämmerungsstörung konstatiert wurde. Im großen und ganzen bestand eine Beziehung zwischen der Intensität der oberen Gegendämmerung und dem Purpurlicht, im einzelnen aber durchaus nicht, woraus Verf. auf eine verschiedene Höhenlage der wirksamen Atmosphärenschichten schließen möchte. Wichtig ist das Ergebnis, daß der Jahresgang der Bogenhöhen nicht mit dem der Intensität und der Eintrittszeiten der Teilphänomene übereinstimmt (dagegen mehr mit dem Gang der meteorologischen Elemente; die Intensität aber nicht). — Für die Höhe der oberen Gegendämmerung leitete Verf. einen für Anfangs- und Endphase entgegengesetzten jährlichen Gang ab (für die Endphase größte Höhe im Winter, kleinste im Sommer), den er in Beziehung setzte zu dem unten für den Arago-Punkt gezeigten gegensätzlichen Gang für positive und negative Sonnenhöhen. Unter der Voraussetzung, daß man beim Beobachten des oberen Randes der Gegendämmerung nach Sonnenuntergang zunehmend höhere Atmosphärenschichten betrachtet, folgert Verf. daraus, daß die trübenden Teilchen im Sommer bis zu 10 km Höhe relativ klein, in höheren Schichten relativ groß sind. Zur Klarstellung so gedachter Beziehungen wären wohl Untersuchungen in dieser Richtung in Verbindung mit Messungen der Arago-Punkthöhe erwünscht, im Hinblick auf die zu Zeiten allgemeiner atmosphärischer Trübungen gefundene besonders stark ausgeprägte Umkehr bei negativen Sonnenhöhen auch in anomalen Zeiten. — Wieweit die Smosarskische Auffassung der Gegendämmerung als Glorie (Versuch angenäherter Feststellung der Größe der trübenden Teilchen in der Atmosphäre) von Wert ist, muß die Zukunft zeigen.

Chr. Jensen.

W. Smosarski. Messungen eines neutralen Punktes der atmosphärischen Polarisation (1917—1927). S.-A. *Études Météorol. et Hydrogr.* 1927, S. 83—100, Nr. 4. (Polnisch mit deutscher Zusammenfassung.) In Frage kommen Bestimmungen der Höhe des Aragoschen Punktes, die von August 1917 bis Juli 1920 in Warschau, seit Juli 1920 in Posen, in den letzten 14 Monaten in Golencin bei Posen mittels des Jensenschen Pendelquadranten mit Savartschem Polariscope bzw. eines Theodoliten mit Spezialalhidade ausgeführt wurden. Das

Ergebnis, daß das Minimum des Gegensonnenabstandes abends im Sommer bei verhältnismäßig tiefem Sonnenstand eintritt, ist nicht neu, auch dasjenige nicht, daß für positive Sonnenhöhen die Sommerabstände die des Winters übertreffen (s. Chr. Jensen, Jahrb. d. Hamburger Wiss. Anst. **33**, 54ff., 1916, 3. Beiheft; auch Süring, Meteorol. ZS. **34**, 44ff., 1917). Die Unterschiede zwischen Sommer und Winter wurden von Jensen deutlich im Sinne größerer Luftreinheit im Winter (l. c. S. 79) gedeutet; da nun die Umkehr bei negativen Sonnenhöhen (kleinere Abstände größeren bei positiven Sonnenhöhen entsprechend) wesentlich in Beziehung zur Lufttrübung gebracht wurde, lag es nahe genug, nach verhältnismäßig geringen Aragoabständen bei negativen Sonnenhöhen im Winter zu suchen. Eine klare Beziehung in dieser Richtung wurde allerdings erst vom Verf. ausgesprochen. Bemerkenswert in bezug auf den erwähnten Zusammenhang mit der Luftreinheit ist das Ergebnis des Verf., daß sich bei besonders guter Sicht die Abstände bei Tage relativ niedrig, in der Dämmerung relativ hoch erwiesen. — Weiter fand Verf., daß die durchschnittliche Abweichung des Abstandes für verschiedene Sonnenhöhen am geringsten bei der Minimumlage ist, um sowohl mit zunehmendem als auch mit abnehmendem Sonnenstand zu wachsen. Dies Ergebnis ist auch insofern nicht neu, als schon vom Ref. darauf hingewiesen wurde (s. Die Himmelswelt, Jahrg. 35, S. 176, 1925), daß die Schwankungen erheblich zunehmen, wenn man von der Horizontstellung der Sonne mehr und mehr zu positiven Sonnenhöhen geht. Auffällig geringe Abstände (auch bei positiven Sonnenhöhen!) zwischen Juni 1918 und März 1919 möchte Verf. mit dem Maximum der erdmagnetischen Aktivität in Verbindung bringen. — Ein eindeutiger Zusammenhang mit dem Luftdruck konnte nicht ermittelt werden.

Chr. Jensen.

A. Gael Simson. Interference? Science (N. S.) **67**, 16—17, 1928, Nr. 1723. Bei einem großen Waldbrand im Columbia-Nationalpark in Washington (August 1927 am Nachmittag) stieg über der Brandstelle eine dichte Rauchwolke auf, die sich vom völlig blauen Himmel abhob. Die Wolke war so dicht, daß man die Sonne, die hinter der Endkuppe der Säule stand, nicht sehen konnte, und hatte das Aussehen von brüniertem Metall. Im N oder NNW der Säulenkuppe war ein scheinbar einige hundert Fuß breites, vertikales Band zu sehen, wobei zwischen Rauchsäule und Band ein schmaler Streifen blauen Himmels zu sehen war. Was ist das? Wie ist das Phänomen zu erklären? fragt der Verf.

Conrad-Wien.

C. Dorno. Die Grundzüge des Klimas von Muottas-Muraigl (Oberengadin). Eine meteorologisch-physikalisch-physiologische Studie. 177 S., 11 Abbildungen, 41 Tabellen. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., 1927. Dorno führte mit Unterstützung von Dr. Götz und Dr. Loewe in den Jahren 1923 und 1924 in Muottas-Muraigl (2500 m) rein meteorologische, Strahlungs- und luftelektrische Messungen aus und verfolgte weiter unter anderem die Himmelsfarbe, die Polarisation (neutrale Punkte) und die Dämmerung; vor allem aber lag ihm die Ableitung physiologischer aus physikalischen Größen am Herzen. So wurden unter anderem die Ausstrahlungswerte auf die besonders (s. diese Monographie) bestimmte Temperatur verschiedenster Pflanzenteile usw. umgerechnet, um aus den meteorologischen Daten die physiologische Austrocknungs- und Abkühlungsgröße zu berechnen, worauf bedauerlicherweise nur kurz verwiesen werden kann, ebenso wie auf die zum Teil völlig neue Gesichtspunkte bietende Diskussion der physiologischen Wirkung der Lufterlektrizität und die kühnen, Gedanken hinsichtlich des elektrischen Austausches zwischen der Außenwelt und den Organismen. — Hier seien nur einige besonders wichtige, den Physiker

interessierende Punkte hervorgehoben, so die Erörterung des durch den schwer vermeidbaren Wolkeneinfluß und durch Abschirmung stark strahlender Himmels-
teile in Sonnennähe bedingten Fehlers bei Benutzung des Pyranometers, so dabei
die Kritik der keine Rücksicht auf die langwellige Strahlung ($> 3 \mu$) nehmenden
Tabellierung des Wärmeumsatzes durch Strahlung. Die auf die Cadmiumzelle
wirkende Strahlung wird durch ein Glasfilter in einen kurzwelligen ($< 320 m\mu$;
Dornstrahlung) und einen langwelligen ($> 320 m\mu$) Teil zerlegt, wobei darauf
hinzuweisen ist, daß dem Ref., wie allen übrigen Referenten (s. Meteorol. ZS.
44, 385, 1927; diese Monographie S. 55, Anmerkung), bei Besprechung des
Strahlungsklimas von Arosa leider das Fehlerhafte der Göttschen Voraussetzung
entgangen ist (s. ZS. f. Geophys. 3, 118, 1928), daß bei Anwendung dieses Filters nur
bis $321 m\mu$ (statt in Wirklichkeit jedenfalls bis $366 m\mu$) gemessen wird. Bestätigt
wurde Dornos früheres Ergebnis des besonderen Reichtums der Herbstsonne
an ultravioletter Strahlung. Ferner ergab sich eine gewaltige Zunahme der Ultra-
violettintensität gegenüber Davos (1500 m), vor allem bei niedriger Sonnenhöhe,
woraus eine wesentlich gleichmäßigere Verteilung über das Jahr hervorgeht. Der
Vergleich mit Orten verschiedener Höhenlage führte zum Ergebnis einer besonders
für den langwelligeren Teil ausgeprägten starken Abhängigkeit vom Dunstgehalt,
während für $\lambda < 320 m\mu$ die Abhängigkeit vom wechselnden Ozongehalt hinzu-
kommt, allerdings nach Dorno nicht allein (s. frühere Arbeiten und diese Mono-
graphie, S. 65ff.). Weiter sei auf die — sich zum Teil (s. unter anderem Busch
und Jensen, Tatsachen und Theorien der atmosphärischen Polarisation, S. 478
oben) mit früherer Beanstandung des Ref. deckende — Kritik der Cyanometer
verwiesen. — Aus den Ergebnissen bezüglich der neutralen Punkte ist zu ent-
nehmen, daß der Einfluß des natürlichen Horizonts im eingeschlossenen Davoser
Hochtal die Messungen nicht prinzipiell beeinträchtigt haben kann. Zu frucht-
barer Diskussion kann eventuell das Ergebnis des Fehlens des sonst an jedem
klaren Tage sogar durch Umschlagen der Fransen in die Komplementärfarben
erkennbaren Brewsterschen Punktes an einem Tage mit besonders reiner,
trockener Luft führen. Die Dämmerungsbeobachtungen erbrachten keine prin-
zipiellen Abweichungen von den langjährigen Davoser Messungen. Umgekehrt
ist besonders auf die bedeutende Steigerung aller drei luftelektrischen Größen
(Potentialgefälle, Leitfähigkeit, Vertikalstrom) beim Aufstieg von Davos nach
Muottas-Muraigl hinzuweisen.

Chr. Jensen.

Richard Ambronn. Einige allgemeine Bemerkungen zur systematischen
Anwendung geophysikalischer Aufschlußarbeiten in der Praxis.
Allg. Österr. Chem.- u. Techn.-Ztg. 34, 109—111, 1926, Nr. 15. Aus den Beob-
achtungen von physikalischen Eigenschaften (z. B. Schwere, erdmagnetischen
Elementen, elektrischen Vorgängen) an der Erdoberfläche lassen sich keine ein-
deutigen Schlüsse auf die Ursachen im Erdinnern ziehen, welche diese Eigen-
schaften hervorrufen, da im allgemeinen so viele räumliche Anordnungen an-
gegeben werden können, welche die betreffende flächenhafte Verteilung zur Folge
haben. Die Anwendung mehrerer Methoden schränkt die Möglichkeiten ein;
andererseits sind die Grenzen der Eigenschaften beschränkt (Dichte, Permea-
bilität usw.). So müssen nach und nach die verschiedenen Möglichkeiten ein-
geschränkt werden, bis im günstigsten Falle, der allerdings in der Praxis kaum
eintritt, eine, die wirkliche Anordnung, übrigbleibt. Im einzelnen Falle ist noch
zu untersuchen, ob die Genauigkeit der angewandten Methode überhaupt groß
genug ist, um die Unterschiede zwischen den möglichen Ursachen erkennen zu
lassen. Der Verf. hat hier besondere Bedenken bei den elektrischen Verfahren.
In vielen Fällen ist es vorteilhaft, die Frage nach der Art des störenden Materials

von dessen Lokalisierung zu trennen; manchmal ist nur die eine der beiden Fragen zu lösen (z. B. Feststellung der Grenzen eines bekannten Salzstockes). *Gutenberg.*

A. S. Eve. Geophysical Prospecting. Nature **121**, 359—362, 1928, Nr. 3045. In leicht verständlicher Weise wird eine Übersicht über den gegenwärtigen Stand der Aufschlußmethoden der angewandten Geophysik gegeben. Das Aufsuchen von Ölfeldern hat besondere Berücksichtigung gefunden. *W. Schneider.*

A. S. Eve. Applied geophysics. Science (N. S.) **67**, 192—193, 1928, Nr. 1729. Es wird die wirtschaftliche Bedeutung der angewandten Geophysik diskutiert. *W. Schneider.*

C. Heiland und P. Duckert. Beschreibung, Theorie und Anwendung einer Neukonstruktion von Ad. Schmidts Feldwaage. ZS. f. angew. Geophys. **1**, 289—329, 1924, Nr. 10. Die Feldwaage ist ein Lokalvariometer für die ordinagnetische Vertikalintensität Z . Für die Zwecke der angewandten Geophysik soll das Instrument hoch empfindlich und bequem im Feldgebrauch sein; die Messungsergebnisse sollen mit der Lagerung der magnetischen und unmagnetischen Massen möglichst einfach zusammenhängen. Das Prinzip ist das der Lloydschen Waage: Senkrecht zum magnetischen Meridian balanciert ein Magnetsystem auf einer Schneide, die seitlich vom Massenschwerpunkt des Systems derart gelagert ist, daß sich in der annähernd horizontalen Ruhelage die Drehmomente der Schwerkraft und der Vertikalintensität aufheben. Änderungen von Z bewirken eine proportionale Kippung des Magnetsystems; der Drehwinkel wird durch Spiegelung mittels eines Fernrohres mit Gaußschem Okular gemessen. Die ausführliche Theorie des Instruments umfaßt die Mechanik (Drehmomente, Empfindlichkeit, normale und anormale Einflüsse und Korrekturen) und seine Optik. Dabei wird die Möglichkeit erwähnt, den Waagekörper gegen Temperatur zu kompensieren. Der Abschnitt über die Anwendung des Instruments schließt mit einem Schema für Beobachtung und Berechnung.

J. Bartels.

P. Lasareff. Untersuchungen über die praktische Seismometrie. 3. und 4. Mitteilung. Journ. f. angew. Phys. **3**, 289, 299, 1926. (Russisch.) In seiner Arbeit gibt der Verf. die Anwendung der Helmholtzschen Methode der optischen Längen des Strahles auf die seismischen Strahlen an, welche durch Explosionen hervorgerufen sind. In der dritten Mitteilung sehen wir die Helmholtzsche Methode auf Erzlager mit parallelen Schichten angewandt. Wenn in einem Punkte E eine Explosion entstanden ist, so pflanzen sich die Longitudinalwellen mit einer Geschwindigkeit V_1 direkt von der Explosionsstelle nach allen Richtungen hin fort. Solche Wellen rufen eine Bewegung des Seismographen hervor, der sich in einer Distanz l (Punkt 5) von der Explosionsstelle befindet, und diese Bewegung entsteht nach einer Zeit

$$t_1 = \frac{l}{V_1} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot (1)$$

($t_1 = 0$ ist die Zeit der Explosion). Bei der Explosion entstehen auch die Wellen, die durch die zweite Schicht mit einer Geschwindigkeit $V_2 > V_1$ (gebrochene Wellen) sich fortpflanzen. Die Zeitdauer, welche diese Wellen beanspruchen, um von der Explosionsstelle E aus den Seismographen S zu erreichen, ist

$$t_2 = \frac{l}{V_2} + 2h \frac{\sqrt{V_2^2 - V_1^2}}{V_1 V_2}, \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot (2)$$

wo h den Abstand der Schicht von der Erdoberfläche bedeutet. Wenn man direkt die Zeit der Ankunft der Wellen für die verschiedenen t und l beobachtet, so

erhält man ein Diagramm mit den Koordinaten t und l , und man sieht aus dem oben Erwähnten, daß die Beziehung zwischen t_1 und l und t_2 und l eine lineare ist. Die Experimente mit verschiedenen l und t gestatten, diese beiden Geraden (I) und (II) direkt graphisch zu erhalten. Der Schnittpunkt gibt den Abstand in diesem Falle an:

$$h = \frac{l_0}{2} \frac{(V_2 - V_1)}{\sqrt{V_2^2 - V_1^2}}.$$

Die Methode ist gleichzeitig auch auf drei und viele parallelen Schichten angewandt, und am Schluß der Abhandlung sind einige Bemerkungen über die Untersuchung von schiefliegenden Schichten gegeben. In der vierten Mitteilung gibt der Verf. eine Methode der kombinierten gravimetrischen und seismometrischen Untersuchung der Erzlager an, die eine Form von unendlichen Zylindern darstellen. Zunächst muß eine gravimetrische Untersuchung vorgenommen werden, die in zwei bis drei oder vier parallel zueinander liegenden Linien auszuführen ist. Die Form der beobachteten Anomalie muß direkt eine Richtung der Achse des Zylinders, der sogenannten Axiallinie der Anomalie, geben. Wenn man in einer dieser Linien einen Seismographen und einen Explosionsapparat aufstellt, so kann die Beziehung zwischen der Zeitdauer des Eintreffens der Longitudinalwellen t und der Entfernung l erhalten werden. Die zylinderförmige Oberfläche der Erzlager kann als aus einem ebenen Streifen aufgebaut angesehen werden, und die Reflexion und Brechung der Wellen muß an dieser ebenen Oberfläche stattfinden. — Wir können bei der Erforschung dieses Falles vollkommen identische Resultate erzielen mit denjenigen, welche wir bereits früher betrachtet haben. Der Abstand h der Erdoberfläche von der Oberfläche des Zylinders, in der Richtung der Normale zu dem Zylinder berechnet, wurde durch folgende Formel gegeben:

$$h = \frac{l_2}{2} \frac{(V_2 - V_1)}{\sqrt{V_2^2 - V_1^2}},$$

wo l_2 denjenigen Abstand der Explosionsstelle vom Beobachtungsort darstellt, bei welchem die direkten Wellen in derselben Zeit wie die gebrochenen an dem Beobachtungsort ankommen. Nach dieser Methode kann man nicht nur die Tiefe der Erzlager, sondern auch die Form der oberen Begrenzung des Erzlagers feststellen.

P. Lasareff.

W. Heine. Zur Theorie elektrischer Bodenforschung. ZS. f. Geophys. 4, 109—112, 1928, Nr. 2. Bringt Klarstellungen von Druckfehlern und Berichtigungen in Formeln von Ambronn, Debye und in früheren Arbeiten des Verf.

K. Jung.

J. N. Hummel. Physikalische Grundlagen einer neuen geoelektrischen Aufschlußmethode. ZS. f. Geophys. 4, 59—67, 1928, Nr. 2. Nach einem von K. Sundberg ausgearbeiteten Verfahren der elektrischen Bodenforschung wird durch ein auf der Erde geradlinig ausgebreitetes Kabel Wechselstrom geschickt, das mit diesem Strome und das mit dem in der Erde induzierten Strome verbundene magnetische Wechselfeld gemessen. Da das vom Kabelstrom erzeugte magnetische Feld bekannt ist, kann aus den Messungen das dem induzierten Strome entsprechende Feld berechnet werden. Dessen Verteilung erlaubt Schlüsse auf die Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit im Untergrund. Für den Fall einer in nichtleitendem Untergrund eingebetteten ebenen, horizontal gelagerten leitenden Schicht wird die Verteilung des induzierten Stromes und das diesem entsprechende magnetische Feld an der Oberfläche elementar abgeleitet. Die Abhängigkeit des magnetischen Feldes von der Tiefe der Schicht und deren Leitfähigkeit wird untersucht und der Fall einer

schief einfallenden Schicht qualitativ besprochen. Einige Messungsergebnisse Sundbergs zeigen einen den berechneten Werten ähnlichen Verlauf. *K. Jung.*

J. N. Hummel. Untersuchung der Potentialverteilung für einen speziellen Fall im Hinblick auf geoelektrische Potentiallinienverfahren. *ZS. f. Geophys.* 4, 67—76, 1928, Nr. 2. Es wird die Verteilung des Potentials um einen unendlich langen, elliptischen Hohlzylinder untersucht, dessen Längsachse senkrecht zum primären, homogenen und stationären Stromfeld liegt. Ferner wird das Potential um ein Ellipsoid in beliebiger Lage berechnet. Von Spezialfällen werden der elliptische Vollzylinder, der Kreiszylinder, die Kugel und die Platte besonders angeführt. Zum Schluß werden Folgerungen für die praktische Geophysik gezogen. *K. Jung.*

Thomas Chrowden Chamberlin. The growth of the earth. First Part: The planetesimal hypothesis. *Scientia* 42, 117—127, 1927, Nr. 9. Eine leicht faßliche Darstellung der Entstehungsgeschichte der Planeten. *K. Jung.*

J. H. Reynolds. The Distribution of Ionised Oxygen in the Gaseous Nebulae. *Nature* 121, 206—207, 1928, Nr. 3041. Es werden zwei Photographien des Orionnebels wiedergegeben, bei denen durch passende Wahl von Filtern erreicht ist, daß einmal fast nur die Linien H_γ , H_δ und H_ϵ wirksam sind, das andere Mal nur die Nebulium-Linien λ 3727 und 3729, die nach Bowen (s. diese Ber. S. 624) dem einfach ionisierten Sauerstoff angehören. Es ergibt sich also so die Verteilung von Wasserstoff und ionisiertem Sauerstoff in dem Nebel, die bemerkenswert verschieden ist. *G. Herzberg.*

H. Kienle und A. Juška. Die Helligkeitsverteilung auf der Sonnenscheibe. *ZS. f. Phys.* 47, 426—429, 1928, Nr. 5/6. Die Messungen wurden an einem Sonnenbild von 57 mm Durchmesser durchgeführt. Optische Anordnung: Coelostat und Parabolspiegel; Intensitätsmessung mit Kalium-Argonzelle und Einfadenelektrometer in Stromschaltung und mit photographischer Registrierung. Diaphragma von 0,2 mm, entsprechend 0,7 % des Sonnenradius. Der Intensitätsabfall konnte bis auf 1 % des Sonnenradius an den Rand heran mit Sicherheit gemessen werden. Die Werte liegen durchweg über den entsprechenden Zahlen Abbots und bestätigen die Resultate von Moll, Burger und van der Bilt. *Kienle.*

Issei Yamamoto. Photograph of a remarkable meteor. *Astrophys. Journ.* 66, 329—332, 1927, Nr. 4. Beschreibung eines außergewöhnlich hellen Meteors, das sowohl photographisch wie visuell beobachtet wurde. Weg, Farbe, Helligkeit und andere physikalische Eigenschaften deuten darauf hin, daß es zu dem Komet von Winnecke gehört. *Güntherschulze.*

Albert B. Reagan. A daylight meteor. *Science (N. S.)* 67, 16, 1928, Nr. 1723. Anlässlich neuer Meteorbeobachtungen beschreibt der Verf. einen von ihm erlebten Meteorfall, der bei hellem Tageslicht zu sehen war. Dieses Meteor explodierte unmittelbar über der Erdoberfläche. Die Fensterscheiben in der Umgebung der Explosionsstelle zersprangen. Besonders hervorgehoben wird der Schweif, der sich vom Nachmittag bis in die Nacht erhielt. Der Meteorfall ereignete sich im Mai 1890 in Des Moines (Jowa, U. S. A.). Datum und nähere Zeitangaben fehlen. *Conrad-Wien.*

Geophysikalische Berichte.

B. Gutenberg. Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. E. Wiechert †. Meteorol. ZS. **45**, 183—185, 1928, Nr. 5. *Scheel.*

August Schmauss. Das Problem der Wettervorhersage. 80 S. Hamburg, Verlag Henri Grand, 1923. (Probleme der kosmischen Physik, Bd. I, herausgegeben von Christian Jensen und Arnold Schwassmann.) Das populär gehaltene Buch führt in das Problem der Wettervoraussage ein. Der Verf. gibt eine Fülle von Anregungen, Hinweisen und Erklärungen, die auch für den Fachmann von Interesse sind. *Werner Kolhörster.*

W. Inouye. Model Experiments on the Topography of Caucasus, Alps and Himalaya. Gerlands Beitr. **19**, 231—240, 1928, Nr. 2/3. Die Arbeit bringt Abbildungen und Beschreibungen von Modellen, die in großen Zügen den Charakter der genannten Gebirge gut wiedergeben. Zur Herstellung derselben wurde plastische Masse von Ziegelformat, in die ein kleiner Holzquader eingebettet war, durch Scherung deformiert, indem die Unterlage des Nordteiles in westlicher, die des Südteiles in östlicher Richtung verschoben wurde. Im Anschluß an diese Experimente bespricht Verf. das Problem des Erdwirbels.

R. Köhler.

R. Schumann. Über Zusammenhänge zwischen Polhöenschwankung, Beweglichkeit innerhalb des Erdkörpers und Mondbewegung. Gerlands Beitr. **19**, 305—317, 1928, Nr. 2/3. Nach einer Einführung über die Möglichkeit von Bewegungen in der Erdkruste und im Erdinnern wird darauf hingewiesen, daß Schollenverschiebungen einen Einfluß auf die Polhöhen haben und daß daher die aus Polhöhenmessungen abgeleiteten Polbahnen nicht reell zu sein brauchen. Vielseitiges Material, insbesondere eine auffallende Änderung im Charakter der Polbahn, die mit einem Wechsel der Beobachtungsstationen zusammenfällt, bestätigt diese Ansicht. Man sollte auf die Berechnung der Polbahn weniger Wert legen und sich vor allem Untersuchungen über Zusammenhänge zwischen den Schwankungen der Polhöhen und der Mondbewegung zuwenden, da dahingehende Forschungen bereits beachtenswerte Resultate erbracht haben. *K. Jung.*

F. Hopfner. Über den gegenwärtigen Stand des Problems „Figur der Erde“. Gerlands Beitr. **19**, 59—72, 1928, Nr. 1. Eine leicht faßliche Übersicht über die Methoden, Ergebnisse und Aufgaben der Geoidbestimmung unter besonderer Berücksichtigung der Schweremessungen. Es wird vor zu weitgehender Idealisierung, z. B. durch Anwendung der isostatischen Reduktion, gewarnt.

K. Jung.

T. E. Stern. A determination of the Newtonian constant of gravitation by a study of the vibrations of a torsion pendulum. Science (N. S.) **67**, 377—378, 1928, Nr. 1736. Die Massen m , m einer Coulombschen Drehwaage (Balkenlänge $2b$) werden nicht, wie in dem bekannten Experiment, durch zwei Massen abgelenkt, sondern die Drehwaage wird durch die Anziehung der Masse M eines Pendels in Schwingung versetzt. Das Pendel ist mit der Drehwaage fast in Resonanz, seine Schwingungsebene ist der Ebene der Drehwaage (Balkentorsionsdraht) parallel, sein Ausschlag gleich b , so daß sich die Umkehrpunkte der Pendelmasse neben den Drehwaagemassen befinden. Der Abstand der Pendelebene von der Drehwaagenebene sei l . Nach Beginn des Versuchs

schaukelt sich die Drehwaage auf und erreicht einen maximalen Ausschlagswinkel, der gemessen wird und mit ϑ_m bezeichnet sei. Bezeichnet G die Gravitationskonstante, T die Periode des Pendels, $\log \eta$ das logarithmische Dekrement der Pendelschwingung, so ergibt eine einfache Rechnung die Formel:

$$G = \frac{8 \pi b l^2 \log \eta}{M T^2 \left(1 - \frac{1}{\left(1 - \frac{4}{l^2} b^2 \right)^{3/2}} \right)} \cdot \vartheta_m.$$

Bei den vom Verf. ausgeführten Versuchen war die Periode des Pendels $T = 7,4508$ Sek., die der Drehwaage $7,4485$ Sek., $M = 5,5 \cdot 10^5$ g, $\log \eta = 0,00603$, in einem der Versuche war $b = 38,5$ cm, $l = 29,7$ cm, und es wurde gemessen $\vartheta_m = 3,8 \cdot 10^{-4}$ (Bogenmaß). Hiermit ergibt sich $G = 6,75 \cdot 10^{-8}$ CGS-Einheiten. Mehrere Versuche ergaben als Mittel $G = 6,65 \cdot 10^{-8}$ CGS-Einheiten, also eine Übereinstimmung mit dem genauen Wert ($6,6576 \cdot 10^{-8}$) bis auf etwa $10^{-6}\%$.

K. Jung.

P. G. Nuting. The Deformation of granular solids. Journ. Washington Acad. 18, 123—126, 1928, Nr. 5. Die Fortsetzung seiner Untersuchungen über feste Substanzen körniger Struktur, wie sie z. B. durch einen Sandhaufen dargestellt werden, führt den Verf. dazu, aus den Angaben des Geologen W. W. Rubey über die Dichte des Erdreichs in Abhängigkeit vom Druck, wie man sie bei der Ausführung von Bohrarbeiten erhält, das allgemeine Gesetz aufzustellen: $zR = C$. Darin ist C eine Konstante, z die Tiefe des Bohrloches und R das Verhältnis des von Materie nicht erfüllten Raumes zu dem mit Materie erfüllten an der Stelle z , oder auch das Verhältnis der Summe aller Zwischenräume zwischen den Materiepartikeln zu deren Eigenvolumen. Nennt man letzteres v_g , das Gesamtvolumen v und den Druck, unter dem die betreffende Schicht steht, p , so erhält man auf Grund obigen Gesetzes die einfache Zustandsgleichung:

$$\left[p + \frac{C}{v_g} \log \left(1 - \frac{v_g}{v} \right) \right] (v - v_g) = C,$$

die eine gewisse Ähnlichkeit mit der Gleichung von van der Waals besitzt. Da eine derartige körnige Masse in manchen Beziehungen Ähnlichkeit mit einer Flüssigkeit besitzt, wendet Verf. seine Gleichung auf Wasser an und berechnet für die Molekeln eine Dichte von 1,12 und ein Zwischenvolumen von etwa 10% des Gesamtvolumens. Beide Größen ergeben sich aber als nicht ganz konstant, wenn man den Druck vermindert. Weitere Anwendungen der Formel werden in Aussicht gestellt.

A. Magnus.

R. A. Daly. The effective Moduli of Elasticity in the outer Earth-Shell. Gerlands Beitr. 19, 194—209, 1928, Nr. 2 3. In der Arbeit wird die Frage aufgeworfen, ob die Diskrepanz, die zwischen wesentlichen Tatsachen der Geologie und der in der Geophysik geläufigen Hypothese einer in etwa 50 km Tiefe verlaufenden kristallinen perioditischen Schicht besteht, nicht eine durchaus künstliche, durch die irrtümliche Annahme der vollkommenen Elastizität der Erdkruste und durch unerlaubte Gleichsetzung der bei hohen und bei niedrigen Drucken auftretenden Elastizitätsmoduln bedingte Schwierigkeit darstellt. Kusakabe hat gezeigt, daß eine Reihe von kristallinen Gesteinen nicht vollkommen elastisch sind und daß die Elastizitätsmoduln bei verschiedenen Drucken — dynamische und statische Methode — bis zu 38% variieren. Die Analyse der

von Adams und Coker in besonders sorgfältiger Untersuchung ausgearbeiteten Hysteresiskurven führt zum gleichen Resultat. Die bei hohen Drucken im Laboratorium gemessenen Moduln dürfen also nicht ohne weiteres in Verbindung mit den seismisch gemessenen Emergenzgeschwindigkeiten zur Bestimmung der Natur unterirdischer Gesteinsschichten verwendet werden. Dies berücksichtigend, bespricht Verf. anschließend die Hypothese, daß die 50 bis 60 km-Diskontinuität basaltischer Natur (Plateaubasalt) ist.

R. Köhler.

C. Cranz. Ballistische Kraterbildung. (Betreffend Beschreibung von Aushöhlungen durch den Einschuß eines Infanteriegeschosses in Ton.) Gerlands Beitr. 17, 386—390, 1927, Nr. 3.

Cranz.

Arthur Holmes and Robert W. Lawson. Potassium and the heat of the earth. Nature 117, 620—621, 1926, Nr. 2948. Neben dem Uran und Thorium ist nach den Verff. auch Kalium als Wärmequelle in der thermischen Geschichte der Erde zu berücksichtigen. Auf Grund von Schätzungen des Gehalts der Erde an Uran, Thorium, Kalium, Rubidium und ihrer Halbwertszeiten werden die jährlich durch ihren Zerfall frei werdenden Wärmemengen berechnet. Es ergibt sich: Uran $4,74 \cdot 10^{-6}$, Thorium $3,45 \cdot 10^{-6}$, Kalium $3,22 \cdot 10^{-6}$, Rubidium $2,38 \cdot 10^{-10}$ cal pro Gramm Gestein im Jahre. Die radioaktive Wärme des Kaliums trägt also sehr merklich zum Wärmehaushalt der Erde bei.

Güntherschulze.

H. H. Poole and J. H. J. Poole. The Thermal Instability of the Earth's Crust. Phil. Mag. (7) 5, 662—667, 1928, Nr. 29. Die Abhandlung stellt einen Beitrag zu der durch Joly angeregten Diskussion dar, ob bei dem Zerfall radioaktiver Substanzen in der Erdkruste zurzeit mehr Wärme entwickelt wird, als die Erde in den Weltraum ausstrahlt oder nicht, und was im ersten Falle mit der mehr erzeugten Wärme geschieht. Wesentlich für die Vorgänge im geschmolzenen Magma ist nach Ansicht der Verff. die Frage, ob die adiabatische Erwärmung beim Absinken schneller oder langsamer vor sich geht, als die Zunahme der Schmelztemperatur mit der Tiefe erfolgt. Die Verff. versuchen zu zeigen, daß nach unseren Kenntnissen die Zunahme der Schmelztemperatur mindestens in den obersten 200 km stärker ist als die adiabatische Temperaturerhöhung. Wenn also durch Überproduktion von Wärme Magma schmilzt, so sinkt es ab, erwärmt sich, bleibt aber immer kälter als seine Umgebung. Die Oberflächenschicht wird dabei immer dünner, die Wärmeabfuhr nach außen stärker, sie überschreitet schließlich die durch das Radium erzeugte Wärme, und es tritt wieder Kristallisation ein. Wir stehen also zwischen zwei Möglichkeiten: Entweder ist die Radioaktivität in der Tiefe wesentlich geringer als an der Erdoberfläche, dann besitzen wir keine Erklärung für die zyklischen Revolutionsperioden der Geologen, oder sie nimmt nicht übermäßig stark ab, dann haben wir hier eine Erklärung für diese Perioden in der Erdgeschichte.

Gutenberg.

Robert Stoneley and Ernest Tillotson. The Effect of a Double Surface Layer on Love Waves. Month. Not., Geophys. Suppl. 1, 521—527, 1928, Nr. 10. Die Theorie der Lovewellen für eine im Untergrund eingebettete, von zwei parallelen Ebenen begrenzte Schicht wird entwickelt. Es gibt Schwingungen, bei denen die Amplitude in der Deckschicht eine periodische Funktion der Tiefe ist, in der untersten Schicht mit zunehmender Tiefe nach einem Exponentialgesetz abnimmt, während sie in der Zwischenschicht eine periodische Funktion der Tiefe sein oder exponentiell abnehmen kann. Für den Fall, daß die Deck-

schicht aus Granit, die ebenso mächtige Zwischenschicht aus Basalten, die unterste Schicht aus noch schwererem Material besteht (Dichte 2,7, 3,0, 3,4), wird eine numerische Untersuchung durchgeführt, insbesondere wird die Abhängigkeit der Gruppengeschwindigkeit von der Dicke der Schicht und der Wellenlänge bestimmt. Durch Vergleich mit Dispersionskurven Gutenbergs erhält man eine Dicke von je etwa 13 km für die Granitschicht und die Basaltschicht. Diese Berechnungen stimmen recht gut mit den Angaben Jeffreys überein, nach denen die Dicke je 10 km beträgt.

K. Jung.

Robert Stoneley. The Dispersion of Waves in a Double Superficial Layer. Month. Not., Geophys. Suppl. 1, 527—532, 1928, Nr. 10. Die in der vorstehend genannten Arbeit ausgeführten Rechnungen werden für den Fall wiederholt, daß die Zwischenschicht doppelt so mächtig ist, wie die Deckschicht und die Dichten der drei Schichten 2,6, 2,75, 3,4 betragen. Mächtigkeiten von 13 und 26 km für die Deckschicht und die Zwischenschicht sind mit den beobachteten Dispersionen verträglich. Geringe Streuungen der Beobachtungen verändern das Ergebnis erheblich.

K. Jung.

Katsutada Sezawa. On the Propagation of the Leading and Trailing Parts of a Train of Elastic Waves. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 4, 107—122, 1928, März. Unter Benutzung des Fourierschen Doppelintegrals wird die Fortpflanzung einer örtlich begrenzten Störung von im Anfangsmoment vorgegebener Form in vollkommen elastischen Medien, in elastischen Medien mit Dispersion und in Medien mit innerer Reibung theoretisch untersucht. Das Problem wird zweidimensional behandelt, also unabhängig von einer der horizontalen Koordinaten. Die vertikale und die horizontale Komponente der Bodenbewegung werden berechnet, die vertikale wird für besonders charakteristische Fälle in Figuren anschaulich wiedergegeben. Für die Seismik ergeben sich folgende wichtige Resultate: 1. In vollkommen elastischen Medien ohne Dispersion pflanzt sich die Störung mit der dem Medium eigenen Geschwindigkeit nach beiden Seiten fort. Die räumliche Ausdehnung der Störung und ihre Gestalt werden dabei nicht verändert. 2. In elastischen Medien mit Dispersion wird die Form der Störung bei der Ausbreitung stark verändert. Besteht die ursprüngliche Störung aus einer begrenzten Wellengruppe, so bleibt die Länge der Gruppe erhalten. Die Gruppe pflanzt sich mit der Gruppengeschwindigkeit fort, jede Einzelwelle in der Gruppe aber mit der Wellengeschwindigkeit, so daß hier die bekannte Erscheinung der durch die Gruppe wandernden Wellen auftritt. Die Wellengruppe ist nicht mehr die einzige auftretende Bewegung: vor ihr taucht eine schwache, sehr lange Welle langsam auf, hinter ihr klingt eine ähnliche Welle ab. Die Hauptgruppe hebt sich durch einen scharfen Einsatz und einen scharfen Abbruch von diesen Bewegungen ab. 3. Kommt noch innere Reibung hinzu, so geht die Schärfe von Einsatz und Abbruch mit wachsender Herdentfernung schnell verloren.

K. Jung.

Katsutada Sezawa. The Reflection of the Elastic Waves generated from an Internal Point of a Sphere. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 4, 123—130, 1928, März. Die Reflexionen elastischer Kompressions- und Scherungswellen an einer Kugeloberfläche werden theoretisch untersucht. Der Herd liegt im Innern der Kugel. Es zeigt sich, daß bei primären Kompressionswellen sowohl Kompressionswellen als auch Scherungswellen reflektiert werden, bei primärer Scherungswelle werden nur Scherungswellen reflektiert. Formeln

für die Bodenbewegung an der Oberfläche werden abgeleitet und diskutiert. Der Fall eines Herdes in halber Mittelpunktstiefe wird in einer Figur wiedergegeben. Nur die radiale Komponente der Bodenbewegung hat ihr Maximum im Epizentrum. Die anderen Komponenten haben ihr Maximum auf einem Kreise um das Epizentrum, dessen Durchmesser von der Herdtiefe abhängig ist. Die Bewegung an der Oberfläche bei primärer Scherungswelle ist den Lovewellen sehr ähnlich und ist vielleicht bisweilen fälschlich mit diesen verwechselt worden.

K. Jung.

Chûji Tsuboi. Experimental Studies on Elastic Waves. (Part 2.) Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 4, 9—20, 1928, März. In einem zur Verhinderung von Reflexionen mit Wolle ausgekleideten Gefäß befindet sich ein Block von Agar-Agar. Darin befindet sich eine Messingkugel, die von außen erschüttert werden kann und als Bebenzentrum dient. Auf die Oberfläche wird Aluminiumstaub gestreut, oder es werden leichte Spiegel aufgeklebt. So kann die Bewegung sichtbar gemacht und gemessen werden. Es werden Rayleighwellen experimentell gefunden, ferner werden Untersuchungen über die Dispersion in verschiedenartig geschichteten Medien mit horizontaler und ansteigender Oberfläche ausgeführt, auch wird die Wirkung eines in die Agarmasse eingegrabenen Kanals experimentell untersucht.

K. Jung.

Harold Jeffreys. The Times of Transmission and Focal Depths of Large Earthquakes. Month. Not., Geophys. Suppl. 1, 500—521, 1928, Nr. 10. Die herdnahen Beobachtungen des nordamerikanischen Bebens bei Montana am 28. Juni 1925 und des kalifornischen Bebens vom 31. Januar 1922 (von Byerly und Macelwane untersucht) werden mit Beobachtungen von europäischen Beben verglichen und in guter Übereinstimmung gefunden. Für größere Herdentfernungen werden die Laufzeiten der *P*- und *S*-Wellen unter Benutzung von Ergebnissen Turners und Gutenbergs zusammengestellt. Untersuchungen über die Herdtiefe ergeben, daß diese nicht mehr als etwa 35 km betragen kann.

K. Jung.

W. B. Schostakowitsch. Zur Frage der Periodizität der seismischen und vulkanischen Erscheinungen. Gerlands Beitr. 19, 298—304, 1928, Nr. 2/3. Verf. hat früher die Periode der Sonnenfleckenaktivität zu 3,2, 5,8, 11,2, 33,8 Jahren bestimmt. Andere Untersuchungen haben gezeigt, daß man auf der Erdoberfläche Gebiete feststellen kann, in denen Luftdruck- und Sonnenfleckenschwankung parallel (Gebiete positiver Reaktion) bzw. entgegengesetzt (Gebiete negativer Reaktion) verlaufen. In dieser Arbeit werden nun beide Erscheinungen mit seismischen Ereignissen in Zusammenhang gebracht. Die Kurven der Häufigkeit der russischen Erdbeben aus den Jahren 1786 bis 1887 (dem Katalog von Orlov, St. Petersburg 1893, entnommen) werden nach eigener Methode des Verf. analysiert. Im Mittel ergeben sich ebenfalls die Perioden 11,2, 5,8, 3,2. Erdbebenaufzeichnungen von Japan und den Philippinen, die sich über 20 Jahre erstrecken, zeigen die gleiche Periodizität. Verf. deutet dies Resultat dahin, daß die Schwankungen der Sonnenfleckenaktivität auf dem Wege über die durch sie hervorgerufenen Luftdruckschwankungen (durch vermehrte Wärmeeinstrahlung beim Sonnenfleckmaximum) Erdbeben hervorrufen. — Das Häufigkeitsdiagramm der Vulkanausbrüche im 19. Jahrhundert zeigt im Mittel die Periode 11,5, und zwar ändert sich die Häufigkeit der Ausbrüche in negativen Gebieten entgegengesetzt, in positiven Gebieten parallel dem Gange der Sonnenfleckten.

R. Köhler.

N. Stücker. Ausführliche nomographische Tafel zur Auswertung von Bebendiagrammen. Gerlands Beitr. 19, 318—320, 1928, Nr. 2/3. Eine den Seismologen sicher sehr willkommene Erweiterung des Nomogramms von W. Schmidt (Gerlands Beitr. 12, 1913) zur Bestimmung der wahren Vergrößerung aus Eigenperiode, Dämpfung, statischer Vergrößerung und der Periode der ankommenden Welle.
K. Jung.

J. Versluys. Earth movements, caused by coalmining. Proc. Amsterdam 30, 864—870, 1927, Nr. 8. Beschreibt die in der Umgebung eines abgebauten Kohlenflözes auftretenden Bodenverschiebungen und gibt Hinweise auf die Möglichkeit, durch geeignete Anordnung des Abbaues diese Verschiebungen teilweise zu verhindern.
K. Jung.

Hitoshi Omura. Horizontal Displacements of the Primary and Secondary Triangulation Points, observed after the Earthquake of March 7, 1927, in Tango Districts. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 4, 223, 1928.

Hitoshi Omura. Comparison of the Results of the First and Second Precise Levellings in the Region Disturbed by the Tango Earthquake. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 4, 225, 1928.

Sueki Yonemura. Report of the Results of Soundings in the Region of the Coast of the Tango Province, after the Earthquakes of 1927. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 4, 227, 1928.

Hitoshi Omura. Provisory Map showing the Horizontal Displacements of the Primary Triangulation Points in Kwanto Districts, observed after the Great Earthquake of Sept. 1, 1923. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 4, 231, 1928. Karten und Figuren mit kurzem, einleitendem Text.
K. Jung.

Paul Kirkpatrick. Seismic Measurements by the Overthrow of Columns. Bull. Seismolog. Soc. Amer. 17, 95—109, 1927, Nr. 2. Einige kurze Berichte über Versammlungen usw.
Schneider.

E. Tams. Erdbeben im Gebiet des Nordenskiöldsees. Gerlands Beitr. 17, 325—331, 1927, Nr. 3.
Schmehl.

J. Olsen. Direct Determination of scale values the magnetic observatory at Godhavn. Inst. Météorol. Danois. Commun. Magnétiques Nr. 2, 7 S., Kopenhagen 1927.
J. Bartels.

Arthur Holmes. The Effect of Radon on the Solubility of Lead Uranate. Phil. Mag. (7) 4, 1242, 1927, Nr. 25. Gegen die Darstellung von K. C. Bailey wendet Holmes zunächst ein, daß er selbst nicht von verschiedener Löslichkeit von Pb-Uranat bzw. Pb-Thorat gesprochen und sie verglichen habe, vielmehr auf die schwerere Löslichkeit des Pb-Uranats gegenüber der leichteren Löslichkeit und Auslaugbarkeit der in den Th-Mineralien vorhandenen Bleioxyde verwiesen habe. Weiter schlägt Holmes vor, die Versuche Baileys sollten mit natürlich vorkommenden Mineralien wiederholt werden, da die Erfahrung an solchen dafür spricht, daß der Auslaugungsprozeß, wenn er überhaupt eintritt, das U stärker betrifft als das Pb.
K. W. F. Kohlrausch.

Walther Brand. Der Kugelblitz. 170 S. Mit zwei Textabbildungen und einer Tafel. Hamburg, Verlag Henri Grand, 1923. (Probleme der kosmischen Physik, Bd. II/III, herausgegeben von Christian Jensen und Arnold Schwassmann.) In ausführlichster Weise werden hier alle Tatsachen zusammengestellt, die über den Kugelblitz bekannt geworden sind. Daran schließen sich die von den verschiedensten Autoren gegebenen Erklärungen.

Werner Kolhörster.

L. Binder. Einige Untersuchungen über den Blitz. Elektrot. ZS. 49, 503—507, 1928, Nr. 13. Aus Wärmewirkungen wird für sehr starke Blitzschläge eine Stromstärke von $9500:\sqrt{t}$ errechnet, wobei t die Dauer des Blitzschlages ist. Ferner werden die Ergebnisse der früheren direkten Beobachtungen über Dauer und Verlauf der Blitzschläge mit den neueren Aufnahmen an Leitungen mittels Kathodenstrahloszillographen und Klydonographen und den neueren Messungen an der Dresdener Versuchsleitung mittels Staffelfunkenstrecke verglichen, wobei die früheren scheinbaren Widersprüche aufgeklärt werden. Als neuen Gesichtspunkt ergeben die Dresdener Messungen, daß der zeitliche Verlauf des Spannungsanstiegs an Leitungen auch sehr stark durch die Entfernungen der Blitze beeinflußt wird, daß also die Wirkungen an der Erdoberfläche nicht ein zeitlich getreues Abbild der Vorgänge in der Blitzbahn selbst sind.

Güntherschulze.

Albert Nodon. Relation entre les oscillations régulières des champs électriques et magnétiques terrestres, et les foyers solaires diamétraux. C. R. 186, 942—944, 1928, Nr. 14. Im Zusammenhang mit der Sonnentätigkeit (Flecken und Fackeln) wurden regelmäßige Schwankungen des elektrischen und magnetischen Erdfeldes von etwa 7 Sekunden Dauer beobachtet, die am stärksten waren in Zeiten der Bildung und Umbildung der diametralen konjugierten Foyers und während ihres Durchgangs durch den Zentralmeridian. Beobachtungsmaterial oder quantitative Angaben (außer den Kalenderdaten) zur Beurteilung dieser Zusammenhänge werden in der kurzen Notiz nicht mitgeteilt.

Wigand.

Edwin J. Alway. Propagation of short waves during a solar eclipse. Proc. Inst. Radio Eng. 15, 998—1001, 1927, Nr. 12. Es werden Beobachtungen über die Lautstärken verschiedener Kurzwellenstationen mitgeteilt. Der Empfänger befand sich in Heliopolis (Ägypten). Die Beobachtungen beziehen sich auf die Finsternis vom 29. Juni 1927.

Baumann.

Greenleaf W. Pickard. The relation of radio reception to sunspot position and area. Proc. Inst. Radio Eng. 15, 1004—1012, 1927, Nr. 12. Es wird nachgewiesen, daß der zentrale Durchgang von Sonnenflecken nicht genau mit den damit verbundenen Empfangsstörungen zusammenfällt, und daß der Zeitraum zwischen Durchgang der Sonnenflecken und der Änderung der Empfangsverhältnisse sowohl von der Ausdehnung der Fleckengruppe, als auch von der gewählten Beobachtungsperiode abhängt.

Baumann.

J. E. I. Cairns. Atmospherics at Watheroo, Western Australia. Proc. Inst. Radio Eng. 15, 985—997, 1927, Nr. 12. Während neun Tagen, vom 20. bis 28. März 1928, wurden im magnetischen Observatorium Watheroo die Wellenformen von nahezu 1000 atmosphärischen Störungen beobachtet. Als häufigste Form wurde eine quasiperiodische Störung gefunden, die aus drei Halbzykeln besteht. Die größte Feldschwankung ist mit der zweiten Halbzykel, die negative Potentialwerte hat, verknüpft. Die mittlere Dauer dieser Störungsform, die

in 10% aller untersuchten Fälle auftrat, war $3458 \cdot 10^{-6}$ Sekunden, ihre Feldstärke 0,139 Volt/m. Es sind Zeichnungen der meist auftretenden Formen angeführt, wie auch wirkliche Beobachtungsprotokolle. Es wird gezeigt, daß das im Sommer beobachtete Brodeln höchstwahrscheinlich von kurzperiodischen, fast kontinuierlichen Schwankungen der Feldstärke herrührt. Ihre Periode liegt zwischen 50 bis $100 \cdot 10^{-6}$ Sekunden, ihre Amplitude beträgt etwa 0,008 Volt/m. Das von de Groot in Niederländisch-Ostindien beobachtete statische Rasseln stammt wahrscheinlich von ähnlichen Störungsformen. Die Störungen mit negativer Amplitude herrschten vor; die einzig erwähnenswerte positive war eine aperiodische von verhältnismäßig langer Dauer. Diese Form ist fast stets mit Blitzen im Zusammenhang. Quasiperiodische Formen waren häufiger als aperiodische, und der Typus mit spitzer Amplitude war in größerer Zahl zu beobachten, als der mit flacher. Die symmetrische, negative, spitze aperiodische Form ist wegen ihrer kurzen Dauer von $786 \cdot 10^{-6}$ Sekunden bemerkenswert. Alle auf dem Oszillographenschirm beobachteten Störungen waren im Radioempfänger als Geräusch zu hören. Semipermanente Feldänderungen waren ziemlich häufig; die negativen Änderungen waren viel zahlreicher als die positiven. Die diese Schwankungen hervorrufenden Gewitter waren gewöhnlich über 50 km entfernt.

Baumann.

J. Clay. Penetrating Radiation. Proc. Amsterdam **30**, 1115—1127, 1927, Nr. 9/10. Verf. hat Messungen der Ultra- γ -Strahlung (Höhenstrahlung) in Bandoeng (760 m ü. d. M.) auf Java mit zwei Kolhörsterschen Strahlungsapparaten (Doppelschlingentype) ausgeführt. Die Reststrahlung wurde innerhalb eines 48 cm dicken Bleipanzers bestimmt, wobei bemerkt sei, daß auch diese enorme Bleidicke nach unseren gegenwärtigen Kenntnissen nicht ausreicht, um die kosmische Strahlung völlig zu absorbieren. Verf. bestimmt die Ionisierungsstärke der radioaktiven Erdstrahlung in Bandoeng zu 1,55 J , der kosmischen Ultra- γ -Strahlung zu 1,3 J , während die Zahl der kleinen Ionen an gleichen Orten nach längeren Registriermessungen 600 pro Kubikzentimeter betrug. Nach der Schweißlerschen Beziehung berechnet sich daraus der Verschwindungskoeffizient der kleinen Ionen zu nur $5 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ (ein Wert, der mehrfach kleiner ist als die neuesten, 1927 von Hess auf Helgoland in reiner Meeresluft direkt gemessenen Werte). Besonderes Interesse bieten die Beobachtungen der täglichen Periode der Ultra- γ -Strahlung, die der Verf. unter Ausschluß der Erdstrahlung durch Bleipanzern ausgeführt hat. Die Ablesungen wurden allerdings größtenteils nicht stündlich, sondern in mehrstündigen Intervallen durchgeführt, da Verf. durch Vorversuche konstatiert hatte, daß die Strahlung nur von 7 bis 9 Uhr morgens stärkere Veränderungen zeigt. Die Messungen des Verf., insbesondere solche, bei denen der Apparat zwischen zwei 70 cm hohen und 24 cm dicken Bleimauern von 75 cm Länge aufgestellt war, zeigten im Gegensatz zu denen von Kolhörster, v. Salis und Büttner keine Periode nach Sternzeit, sondern nur ein deutlich ausgesprochenes Morgenminimum um 8,30 Uhr Ortszeit. Um diese Zeit ist die Strahlung um etwa 0,3 J niedriger als vorher und nachher. Die Beobachtungen von April bis Juni zeigten keinerlei Verschiebung der Eintrittszeit dieses Minimums nach Ortszeit, während bei sternzeitlicher Herkunft desselben eine Verschiebung um vier Stunden zu erwarten gewesen wäre. Verf. hat in beiden Apparaten Zunahme der Ionisation um 0,6 bzw. 0,4 J in der Zeit von Anfang März bis Ende Mai beobachtet, welche er als reelle Strahlungsänderung anspricht. (Der Ref. möchte dies eher als langsame Änderung der Restionisation der Gefäße auffassen.) Er schließt, daß die Ultra- γ -Strahlung offenbar nicht von bestimmten Himmelsgegenden, sondern ziemlich gleichmäßig aus allen

Richtungen komme, und daß sie keinesfalls in den höheren atmosphärischen Schichten ihren Ursprung haben könne. Verf. teilt weiter die vorläufigen Ergebnisse einer mehr als einjährigen Beobachtungsreihe über Tagesvariation der Ionenzahlen, Leitfähigkeit und des Potentialgefälles in Bandoeng in Kurvenform mit. Ungefähr entsprechend dem Morgenminimum der Ultra- γ -Strahlung sind auch in der Tageskurve der Ionenzahlen und der Leitfähigkeit deutliche Minima um 6 bis 7 Uhr früh erkenntlich. Die Absorptionskoeffizienten der Strahlung wurden für Bleischichten von 6 bis 10 cm mit $\mu_{Pb} = 0,198$ cm, für 24 bis 48 cm Blei mit $\mu_{Pb} = 0,045$ cm gemessen, woraus sich μ/ρ zu 17 bzw. $4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ ergibt. Die starke Inhomogenität der Strahlung tritt wieder deutlich hervor. Mit der Diracschen Formel errechnet Verf. den Wellenlängenbezirk der Ultra- γ -Strahlung zu 3 bis herab zu $0,8 \cdot 10^{-11}$ cm, nach der Comptonschen Formel ergeben sich fast doppelt so große Werte. Beobachtungen in Flugzeugen und auf Bergen bis 4300 bzw. 3000 m zeigen wieder deutlich die Zunahme der Strahlung mit der Höhe, doch bedarf eine vom Verf. in 1000 bis 2000 m gefundene Verminderung der Strahlung noch der Aufklärung. Ebenso sind Beobachtungen über eine Zunahme der Ionisation um 3 J während der Fahrt von Java nach Ägypten noch aufklärungsbedürftig; denn bisher hat noch kein Beobachter eine Abhängigkeit der Strahlung von der geographischen Breite finden können.

V. F. Hess.

Franz Běhounek. Zur Erwiderung von Herrn Kolhörster: Ursprung der durchdringenden Strahlung der Atmosphäre. Phys. ZS. 27, 712—713, 1926, Nr. 22. Verf. kritisiert weiter die Bemerkung Kolhörsters, daß „die Bleiabsorptionsversuche der kosmischen Höhenstrahlung bisher keine eindeutigen Ergebnisse geliefert haben“, und bemerkt, daß die Ionisation dieser Strahlung im Meeresniveau nicht 2 J, sondern höchstens 1 J betragen müsse, wobei er sich insbesondere auf die Arbeiten von Swann, Fruth und Hoffmann beruft. (Die Ursache der Diskrepanzen in den Angaben verschiedener Beobachter über die Absolutwerte der Höhenstrahlung ist wohl in den bisher meist weit unterschätzten Ungenauigkeiten bei der Bestimmung sehr kleiner Kapazitäten der Strahlungsapparate zu suchen. Der Ref.)

V. F. Hess.

Werner Kolhörster. Beobachtung der durchdringenden Strahlung während der Sonnenfinsternis vom 29. Juni 1927 in Berlin. ZS. f. Phys. 48, 95—97, 1928, Nr. 1/2. Beobachtungen der durchdringenden Strahlung während der Sonnenfinsternis vom 29. Juni 1927 zu Berlin ließen wiederum keinen Einfluß der Mondbedeckung auf die Intensität der Gesamtstrahlung erkennen. Es wird auf kurzdauernde Schwankungen der Höhenstrahlung hingewiesen.

Werner Kolhörster.

W. Kolhörster. Die durchdringende Strahlung in der Atmosphäre. Mit 5 Abbildungen. 72 S. Hamburg, Verlag Henri Grand, 1924. (Probleme der kosmischen Physik, Bd. V, herausgegeben von Christian Jensen und Arnold Schwassmann.) Dem allseitigen Interesse entsprechend, das der durchdringenden Strahlung entgegengebracht wird, ist die Darstellung möglichst populär gehalten. Immer ausgehend von den experimentellen Ergebnissen, werden die einzelnen Komponenten der Ionisation im geschlossenen Gefäß behandelt und die daraus zu ziehenden Folgerungen erörtert. Werner Kolhörster.

J. Proudman. A Theorem in Tidal Dynamics. Phil. Mag. (6) 49, 570—579, 1925, Nr. 291, März. Entwicklung von Formeln für Gezeiten in Abhängigkeit von der Ozeantiefe und geographischen Breite.

Güntherschulze.

H. Horrocks. Meteorological Perturbations of Tides and Currents in an Unlimited Channel rotating with the Earth. Proc. Roy. Soc. London (A) **115**, 170—183, 1927, Nr. 770. *Güntherschulze.*

Harold Jeffreys. The More Rapid Longitudinal Seiches of a Narrow Lake. Month. Not., Geophys. Suppl. **1**, 495—500, 1928, Nr. 10. Die kurzperiodischen, sich in der Längsrichtung eines Sees von beliebiger Gestalt und Tiefe fortpflanzenden Schwingungen der Wassermasse werden mathematisch untersucht. Voraussetzung sind so kleine Wellenlängen, daß sich Breite und Tiefe des Sees innerhalb einer Wellenlänge nicht wesentlich ändern, die Enden des Sees ausgenommen. *K. Jung.*

A. T. Doodson. Application of Numerical Methods of Integration to Tidal Dynamics. Month. Not., Geophys. Suppl. **1**, 541—557, 1928, Nr. 10. Es wird eine praktische Methode zur numerischen Integration von Differentialgleichungen zweiter Ordnung entwickelt und auf Probleme der Gezeitentheorie angewandt. *K. Jung.*

Chr. Jensen. Gelegentliche atmosphärisch-optische Erscheinungen. Handb. d. Phys. Bd. XIX, S. 153—171, 1928. *Scheel.*

V. Kartschaguin. Polarisation de la lumière diffuse du ciel. Journ. de phys. et le Radium (6) **6**, 10—19, 1925, Nr. 1. Mit Hilfe eines Cornuschen Photopolarimeters wurden Messungen des Polarisationsgrades der diffusen Himmelsstrahlung in der Richtung des Zenits und der maximalen Polarisation im Abstand von 90° von der Sonne und im Azimut dieser Richtung durchgeführt. Verwandt wurden die gelben und blauen Strahlungen und zur Ergänzung weißes nicht zerlegtes Licht. Es ergab sich, daß die Polarisation um so größer ist, je reiner die Atmosphäre ist, und sich im Laufe eines Tages nach einer von Robinson angegebenen Formel ändert. Das Minimum ist zur Mittagszeit in 90° Abstand von der Sonne vorhanden. Die Polarisation ist für blaues Licht größer als für gelbes oder weißes. Der Unterschied ist in der Richtung der maximalen Polarisation am größten. Die in Moskau während der partiellen Sonnenfinsternis vom 8. April 1921 gemachten Beobachtungen scheinen eine Verzögerung des Auftretens des Minimums zu Mittag zu ergeben. *Güntherschulze.*

Chr. Jensen. Die Bedeutung der atmosphärischen Polarisation für die Beurteilung des Reinheitsgrades der Atmosphäre. Strahlentherapie **28**, 18—24, 1928, Nr. 1. Die Höhenlage und Teilchengröße einer atmosphärischen Trübung läßt sich am sichersten an der atmosphärischen Polarisation messen (Lage der Polarisationsebene, P.-Größe, Lage der Neutralpunkte Babinet und Arago, deren Abstände von der Sonne bzw. Gegensohle außer von der Sonnenhöhe vor allem von der atmosphärischen Reinheit abhängen). Es werden vor allem die Verhältnisse im Sonnenvertikal und die jahreszeitlichen Schwankungen der Lage der Punkte eingehender besprochen. *Risse.*

J. Georgi. Meteorologie im Dienste der Klimaforschung. Strahlentherapie **28**, 56—63, 1928, Nr. 1. Nach einem Hinweis auf die Unzulänglichkeit der bisher üblichen klimatologischen Messungen für speziell anthropoklimatische Fragen zeigt Verf. am Beispiel von Nordwest-Island, wie dort trotz niedriger Lufttemperatur doch ein an heiteren Tagen fast südliches Strahlungsklima herrscht, das nur von Davos und den Höchstwerten einiger anderer Alpenorte

übertroffen wird. Es wird ferner auf die Wichtigkeit des Luftdrucks für die Abdunstung und auf die Erwärmung und Wärmerückstrahlung des Erdbodens hingewiesen, sowie ein Überblick über die bei den Islandexpeditionen geleisteten Forschungsarbeiten gegeben.

Risse.

Wolfgang Busse. Ultraviolettmessungen im nördlichen Schwarzwald. Strahlentherapie 28, 64—68, 1928, Nr. 1. Mit einer auf die Davoser Normalzelle geeichten Photozelle wird in Schömberg bei gleicher und verschiedener Sonnenhöhe der Jahresgang der Ultraviolett- und Gesamtsonnenstrahlung aufgenommen. Die Kurven stimmen in ihren Schwankungen mit den Davoser Kurven überein, jedoch ist die Intensität besonders der Ultraviolettstrahlung im Mittelgebirge geringer.

Risse.

R. W. Wood. Factors which determine the Occurrence of the Green Ray. Nature 121, 501, 1928, Nr. 3048. Verf. betont zunächst, daß das Phänomen des grünen Strahles reell und nicht etwa eine Sinnentäuschung oder ein Nachbild ist, und führt dann folgendes aus: Die übliche Erklärung durch die atmosphärische Dispersion ist ganz richtig, die hauptsächlichste Frage ist aber, weshalb sie so selten selbst unter den anscheinend günstigsten Bedingungen gesehen wird. Verf. hat sie bei 30 Ozeanüberquerungen und Ausnutzung jeder günstigen Gelegenheit doch nur drei- bis viermal und nur ein einziges Mal in voller Ausbildung gesehen. Der entscheidende Faktor scheint die relative Temperatur von Luft und Ozean zu sein. Warmes Wasser und kühle Luft verflacht den Strahlengang und bewirkt einen abnorm frühen Sonnenuntergang. Bei kaltem Wasser und warmer Luft dagegen wird der normale Gradient des Brechungsindex vergrößert, die Strahlenkrümmung vermehrt, der Sonnenuntergang verzögert und damit die Wahrscheinlichkeit atmosphärischer Dispersion vergrößert. Als der Verf. den Strahl sah, waren Ozean und Luft gleich warm. An den Tagen, an denen er trotz günstigster Bedingungen nicht erschien, war der Ozean 12 bis 14° wärmer als die Luft.

Güntherschulze.

F. Ruda. Sulla spiegazione del raggio verde. Lincei Rend. (6) 6, 228 —230, 1927, Nr. 7/8. Verf. knüpft an Versuche an [Lincei Rend. (6) 6, 1927, Nr. 3/4; diese Ber. S. 919], in denen er gezeigt hatte, daß der Brechungsindex ionisierter Luft gleich dem nichtionisierten ist. Wenn sich diese Versuche auch auf kleine Luftvolumina bezogen, glaubt der Verf. doch, ihre Gültigkeit auch für große Volumina annehmen und aus ihnen schließen zu können, daß die Julius-sche Erklärung des grünen Strahles, die auf der Hypothese einer Differenz der genannten Brechungsindizes beruht, falsch ist, und daß es sich beim grünen Strahle nur um eine atmosphärische Brechung ohne Mitwirkung anormaler Dispersion handelt. Es wird gezeigt, daß sich verschiedene Besonderheiten des grünen Strahles mit dieser Erklärung ohne Schwierigkeiten in Einklang bringen lassen.

Güntherschulze.

P. Gruner. Dämmerungsbeobachtungen im Hochgebirge. Gerlands Beitr. 19, 165—167, 1928, Nr. 1. Die Dämmerungsfärbungen beruhen auf der Beleuchtungswirkung mehr oder weniger hoch gelegener atmosphärischer Schichten, ihre ganze Entwicklung hängt somit von der Meereshöhe des Beobachters ab. Verf. stellt nun die im Hochgebirge gemachten Beobachtungen mit solchen aus dem Tale zusammen und findet vor allem, daß die Intensität des Purpurlichtes, der interessantesten Erscheinung der Dämmerung, im allgemeinen mit steigender

Höhe des Beobachters abnimmt, so daß in Höhen über 3400 m ü. d. M. kein Purpurlicht mehr sichtbar zu sein scheint. Als Grund ist anzunehmen, daß im Hochgebirge die Beleuchtung der ganzen Atmosphäre so stark erscheint, daß die relativ schwache Beleuchtung der das Purpurlicht bedingenden Trübungsschicht sich nicht mehr abheben kann, und das Purpurlicht dadurch unbeobachtbar wird. Einfacher liegen die Verhältnisse beim Erdschatten, der an der der Sonnenuntergangsstelle gegenüberliegenden Horizontstelle aufsteigt; dieser steigt nämlich — mit Ausnahme zweier systematisch abweichender Stationen — immer rascher und höher hinauf, je höher der Beobachtungsort gelegen ist. Auch die Gegendämmerung, das den Erdschatten begrenzende Farbenband, nimmt mit der Erhebung des Beobachters an Ausdehnung, Intensität und Schönheit zu, was zur Farbenpracht der Dämmerung im Gebirge beiträgt. Beim Alpenglühens endlich spielt die Luftschicht zwischen dem Beobachter und den beleuchteten Schneeflächen eine wesentliche Rolle: einerseits bedingt sie durch ihr optisches Verhalten eine Verstärkung der orangefarbenen und roten Töne, andererseits kann sie durch ihre gröberen Trübungen auch eine allgemeine Schwächung des Alpenglühens verursachen.

Mörikofer.

Wilhelm Anderson. Über die Hypothese von H. Petersen, daß die höchsten Atmosphärenschichten durch β -Strahlen erwärmt werden. Phys. ZS. 29, 232–233, 1928, Nr. 8. Verf. wendet sich gegen die Petersensche Hypothese, nach welcher ein Strom von sehr schnellen, von der Sonne ausgehenden Elektronen im Betrage von 10^6 Amp. allein auf die Erdatmosphäre entfalle und hebt die Schwierigkeiten hervor, zu welchen diese Hypothese führt: die schnellsten bekannten β -Strahlen sollen nach D. Yovanovitch und J. d'Espigne eine 11. 10^6 Volt entsprechende Geschwindigkeit besitzen. Wenn die Sonne einen Strom solcher Elektronen im Gesamtbetrag von 10^6 Amp. aussenden würde, so würde sie sich schon in 0,8 Sekunden auf ein derart hohes positives Potential aufladen (11 Mill. Volt), daß keine weiteren Elektronen die Sonne verlassen könnten. Nach Petersens Hypothese würde dieser Zustand aber noch in viel kürzerer Zeit eintreten, da die 10^6 Amp. ja allein auf die Erde entfallen sollen. Man würde also mit H. Benndorf annehmen, daß nicht nur Elektronen, sondern auch positive Atomstrahlen in gleicher Menge von der Sonne ausgehen, die dann notwendigerweise sehr viel größere kinetische Energie besitzen als die Elektronen. Bei der Erwärmung infolge Absorption würden somit nicht diese, sondern die positiven Strahlen weitaus dominieren. Die Petersensche Hypothese ließe sich nur dann aufrechterhalten, wenn wir, wie H. Rudolph und W. F. G. Swann sowie der Verf., annehmen, daß im Sonnenkörper die Protonen einer langsamen und spontanen Verwandlung in strahlende Energie unterliegen. Aber auch damit sind noch nicht alle Schwierigkeiten entfernt: denn die in die Erdatmosphäre eindringenden Elektronen müssen auch wieder in den Weltraum abgehen, wenn nicht die negative Ladung der Erde als Ganzes unbegrenzt wachsen soll. Erhält die Erde durch die Elektronen pro Sekunde 10^6 Coulomb negativer Ladung, so wäre die in 3 Sekunden von ihr wieder abgegebene Elektronenmenge — sofern man die Lichtgeschwindigkeit als Höchstwert annimmt — in einer Kugel, deren Radius kleiner als 10^{11} cm sein muß. In der Entfernung von 1000000 km würde aber dann das negative Potential der Erde 27. 10^6 Volt betragen, d. h. ausreichend groß sein, um selbst den schnellsten Elektronen die weitere Annäherung an die Erde unmöglich zu machen. Wenn man Petersens Hypothese aufrechterhalten will, muß man annehmen, daß die gewöhnlichen elektrostatischen Gesetze in der Sonnenphysik ihre Gültigkeit verlieren, und dazu glaubt auch der Verf. seine Zuflucht nehmen zu müssen.

V. F. Hess.

Edward Stenz. Observations de la radiation solaire et de l'opacité atmosphérique, faites à Jokkmokk pendant l'éclipse de Soleil du 29 mai 1927. C. R. 186, 997—999, 1928, Nr. 15. Verf. bespricht die Messungen, die von der polnischen astronomischen Gesellschaft während der letzten Sonnenfinsternis in Jokkmokk ($\varphi = 66,6^\circ$, $\lambda = 19,85^\circ$, Höhe = 255 m) ausgeführt wurden. Instrumente: thermoelektrisches Aktinometer System Moll, Gorczyński und Pyrheliometer nach Ångström. Der erste Teil befaßt sich mit der Strahlung der Sonne. In einer Tabelle werden einige Beobachtungen mitgeteilt. Von Beginn der Finsternis bis zur Totalität fallen die Werte von 0,83 bis 0 und steigen bis zum Ende bis 0,99. Diese Beobachtungen werden von der Zenitdistanz befreit und mit der Strahlung der ganzen Scheibe in Beziehung gebracht. Eine theoretische Kurve wird dadurch erzielt, daß die Strahlung bestimmt wird bei der Flächenänderung mit zunehmender Strahlung und Zugrundelegung der Werte Abbots bezüglich der Verteilung über die ganze Fläche. Ein Vergleich im Sinne Beobachtung—Rechnung gibt stets negative Werte, die ziemlich unregelmäßig schwanken. Die Schwankungen dürften zum Teil von den ungünstigen Witterungsverhältnissen herrühren. Die negativen Werte lassen sich durch rote und infrarote Strahlung erklären, die mittels FarbfILTER bestimmt wurde. Der zweite Teil handelt vom Opazitätsfaktor der Lufthülle. Er wurde mit Hilfe der Formel von Lambert-Bouguer (M. F. Linke) bestimmt. Die mitgeteilte Tabelle gibt außerdem den Wasserdampfgehalt und den Temperaturverlauf an. In allen Angaben zeigt sich kurz vor der Totalität ein durch Wolken hervorgerufener Unstetigkeitspunkt. Die Opazität sinkt beinahe auf den Ausgangswert herab. Der Wasserdampf steigt von 9,5 bis 10,4, der Temperaturunterschied beträgt 4° . Für den Opazitätsfaktor ergibt sich ein Gang von 2,90 bis 3,37 bis 3,14, dies entspricht im Mittel einer Änderung von 0,35, analog dem täglichen Gang. Zum Schluß wird Bezug genommen auf frühere Messungen ähnlicher Störungen durch Finsternisse (21. August 1914 von Moll und van der Bilt, sowie am 8. April 1921 von Ångström). Strahlungsmessungen von Julius am 30. August 1905 und 17. April 1912 (Astrophys. Journ. 23, 1906; 37, 1913) ergeben jedoch einen ganz regelmäßigen Verlauf der Strahlungskurve. *Süttele.*

Franz Linke. Die Sonnen- und Himmelsstrahlung. Strahlentherapie 28, 6—17, 1928, Nr. 1. Übersicht über die Faktoren, von denen Intensität und Qualität der Sonnen- und Himmelsstrahlung abhängen [extraterrestrische Faktoren, ideale Atmosphäre, atmosphärische Absorption, gesamte und spektrale Trübung, dunkle Erdstrahlung, reflektiertes Himmelslicht (Albedo), helle und dunkle Himmelsstrahlung usw.] und deren Meßmethoden. *Risse.*

H. P. Berlage. Über den Erhaltungstrieb gewisser langperiodischer Schwankungen des Luftdrucks und der Temperatur. Meteorol. ZS. 44, 91—94, 1927, Nr. 3. Es handelt sich um regelmäßige Schwankungen der meteorologischen Elemente im nördlichen Australien und Malaiischen Archipel mit einer Periode von drei Jahren. Auf Grund der empirischen Tatsachen, daß die Temperatur der unteren Luftschichten dem Luftdruck stets mit einer gewissen Phasenverschiebung nachfolgt, und daß andererseits wieder die Temperatur einen Einfluß auf den Barometerstand hat, werden theoretisch die Schwingungsmöglichkeiten untersucht. Es stellt sich heraus, daß unter plausiblen Annahmen eine Schwingung von zwei bis drei Jahren ungedämpft sein kann, so daß wohl die obigen Tatsachen für die etwa dreijährige Periode verantwortlich zu machen sind. *Stüve.*

Walther Heine. Elektrische Bodenforschung, ihre physikalischen Grundlagen und ihre praktische Anwendung. Mit 117 Figuren im Text. XI u. 223 S. Berlin, Verlag von Gebrüder Borntraeger, 1928. (Sammlung geophysikalischer Schriften, herausgegeben von Carl Mainka, Nr. 8.) Inhalt: Die Ausmessung des elektrischen Feldes. Das magnetische Feld elektrischer Wechselströme im Boden. Die Verwendung elektromagnetischer Schwingungen zum Aufsuchen leitender Einlagerungen. *Scheel.*

Mario Bossolasco. I metodi geofisici per l'esplorazione del sottosuolo. Parte prima: Metodi magnetici. La Miniera Italiana, Nr. 11, Sept. 1927.

Mario Bossolasco. I metodi elettrici per l'esplorazione del sottosuolo. L'Etticista, Nr. 12, 1927; Nr. 1, 1928. Leicht verständliche, zusammenfassende Übersicht über die magnetischen und elektrischen Methoden der angewandten Geophysik. *K. Jung.*

G. A. Gamburzeff. Beitrag zur Frage nach der Ursache der Kursker magnetischen und Gravitationsanomalie. 1. Mitteilung. Gerlands Beitr. 19, 210—218, 1928, Nr. 2/3.

G. A. Gamburzeff und M. Polikarpoff. Beitrag zur Frage nach der Ursache der Kursker magnetischen und Gravitationsanomalie. Gerlands Beitr. 19, 219—230, 1928, Nr. 2/3. In der ersten Mitteilung wird das mathematische Rüstzeug für die Untersuchungen der zweiten Mitteilung abgeleitet. Es werden Methoden angegeben, aus denen man die Wirkung horizontal gelagerter unendlich langer Einbettungen von beliebigem Querschnitt auf das Schwerefeld und das magnetische Feld teils graphisch, teils rechnerisch erhalten kann. Die zweite Mitteilung bringt eine Anwendung auf die Kursker Anomalie. Es wird untersucht, ob die durch Bohrungen aufgefundene Eisenquarzitmasse instande ist, die gemessenen magnetischen und gravimetrischen Anomalien hervorzubringen. Aus den Resultaten von Bohrungen wird die Einbettung als schief aufsteigende Schicht bestimmt, die bis zu etwa 160 m unter der Oberfläche aufsteigt. Eine Pendelmessung läßt erkennen, daß sie bis zu etwa 7 km hinabreicht. Nun können aus der bekannten Form und dem Dichteunterschied die gravimetrischen Anomalien berechnet werden. Sie zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Drehwaagemessungen. Aus einigen magnetischen Messungen folgen Richtung und Betrag der Magnetisierung und hieraus wieder kann der ganze Verlauf der magnetischen Anomalie berechnet werden. Da auch diese mit den Messungen im Einklang ist, kann man schließen, daß die Eisenquarzitmasse die Anomalien im wesentlichen verursacht. *K. Jung.*

J. Koenigsberger. Zur Deutung der Karten magnetischer Isanomalien und Profile. Gerlands Beitr. 19, 241—291, 1928, Nr. 2/3. Nach einer Übersicht über die wichtigsten der bereits erschienenen Arbeiten wird die Wirkung von kugelförmigen Einbettungen und von Rotationsellipsoiden auf den Verlauf der Isanomalien der magnetischen Horizontalintensität, Vertikalintensität und Deklination berechnet. Die wichtigen Formeln werden ausführlich angegeben. Aus den Figuren ist die Verteilung der Anomalien leicht zu ersehen, ausführliche Tabellen lassen die Abhängigkeit von den Dimensionsverhältnissen der Einbettungen und von deren Mittelpunktstiefe erkennen und verwerten. Auf allgemeine Folgerungen und Faustregeln wird mehrfach eingegangen, auch wird die Behandlung solcher unregelmäßiger Einbettungen gestreift, die nicht gar zu weit von der Ellipsoidform entfernt sind. Der zweite Teil bringt Anwendungen, insbesondere Tiefen-

bestimmungen der zu verschiedenen bekannten Anomalien gehörenden Einbettungen. Man kann die Anomalien in lokale regionale und krustale Anomalien einteilen, denen Einbettungen in der Tiefe von etwa 2 km, 2 bis 15 km und über 15 km entsprechen. Besonders häufig sind Tiefen von 3 bis 8 km. *K. Jung.*

H. Winkelmann. Über die praktische Verwendbarkeit verschiedener Drehwaagentypen, insbesondere der Haff-Drehwaage. Gerlands Beitr. 19, 321—333, 1928. Nr. 2/3. Enthält im wesentlichen die Beschreibung einer neuen, von der Firma Gebr. Haff, Fabrik mathematischer Instrumente, Pfronten-Ried (Bayern), konstruierten Eötvösschen Drehwaage und Angaben über die Empfindlichkeit dieses Instruments und anderer Drehwaagentypen. Die Haff-Drehwaage kommt dem neuesten Modell der Gepege-Drehwaage nahe, ist aber von kleineren Abmessungen. Die in der Darstellung Nikiforovs gebrachten Auswertungformeln sind leider durch Druckfehler nicht unwesentlich entstellt. *K. Jung.*

H. Rosenberg. Strahlungseigenschaften der Sonne. Handb. d. Phys. Bd. XIX, S. 50—69, 1928.

Chr. Jensen. Himmelsstrahlung. Handb. d. Phys. Bd. XIX, S. 70—152, 1928.

J. Hopmann. Kurze Übersicht über die kosmischen Lichtquellen. Handb. d. Phys. Bd. XIX, S. 172—231, 1928. *Scheel.*

Fr. Nölke. Entwicklung im Weltall. Kosmogonische Probleme und Hypothesen. Mit 10 Figuren im Text und 4 Tafeln. 134 S. Hamburg, Verlag Henri Grand, 1926. (Probleme der kosmischen Physik, Bd. VIII, herausgegeben von Christian Jensen und Arnold Schwassmann.) Die Arbeit behandelt kritisch im ersten Teil die verschiedenen Hypothesen über die Entwicklung des Sonnensystems, an die sich die kritischen Ergebnisse über Sonne, Planeten, Monde, Kometen und Sternschnuppen, sowie über das Zodiakallicht anschließen. Im zweiten Teil wird die Entwicklung der Sterne geschildert (einzelne, doppelte, mehrfache, neue Sterne, kosmische Wolken, Nebel, Sternhaufen, Milchstraße). Hierauf folgen spekulative Ausblicke auf die zukünftige Entwicklung der Sterne. *Werner Kolhörster.*

L. Zehnder. Die Entwicklung des Weltalls aus mechanischen Grundlagen. VI u. 71 S. Tübingen, Verlag H. Laupp'sche Buchhandlung, 1928. Verf. stützt sich auf die beiden verschiedenen Ursubstanzen der Uratome und der Ätheratome, sowie auf die beiden Urkräfte der Elastizität und der Gravitation und sucht den Nachweis zu erbringen, daß unser Weltall nicht dem Wärmetod entgegenggeht, sondern vermöge des Äquipartitionsgesetzes zwischen den chemischen Atomen bzw. ihren Uratomen einerseits und den Ätheratomen andererseits zu labilen Bewegungszuständen zwischen diesen beiden Ursubstanzen führen muß, die ewig sich wiederholende gleichartige Kreisläufe unseres Weltalls zur Folge haben. *Zehnder.*

E. J. Perepelkin. Die relative Intensität der Spektrallinien $H\alpha$ (H) und D_3 (He) in verschiedenen Höhen der Protuberanzen. ZS. f. Phys. 49, 295—305, 1928, Nr. 3/4. Der vorliegenden Untersuchung liegen die Beobachtungen des Verf. in Simferopol zugrunde. Gemessen wurden die relativen Intensitäten der Spektrallinien $H\alpha$ und D_3 in verschiedenen Höhen der Protuberanzen, wobei die Intensitäten derselben Linien der Chromosphäre in der sichtbaren Höhe von 5'' über dem Rande der Sonnenscheibe als konstante Licht-

quellen dienten. Die gemessenen Höhen geben nur die Projektion der wirklichen Höhe. Der Artikel enthält eine Methode zur Bestimmung wahrscheinlichster wirklicher Höhen. Das ganze Beobachtungsmaterial erlaubt das Verhältnis k der Intensität der Linie D_3 (J_{D_3}) zu der Intensität der Linie $H\alpha$ ($J_{H\alpha}$) zu bestimmen. Aus den Beobachtungen ergab es sich, daß k eine Funktion der Intensität $J_{H\alpha}$ und der Höhe H ist. Indem man alle Werte k auf den Fall $J_{H\alpha} = 10$ reduziert, erhält man Gleichung (14). Für Protuberanzen, die eine sichtbare Höhe von $5''$ haben, ist $k = 77\%$, während diese Relation für die Chromosphäre in derselben Höhe gleich 100% sein muß. Dies Ergebnis kann auf zwei verschiedene Weisen erklärt werden: entweder ist in den Protuberanzen die Menge des Heliums in bezug auf die Menge des Wasserstoffs geringer als in der Chromosphäre, oder es findet dank der größeren optischen Tiefe der Schicht der Chromosphäre im Vergleich zu derjenigen der Protuberanzen eine Selbstumkehr der Linien statt. Die Zunahme des Wertes k mit der Höhe, die bei einer Höhe von 37000 km gleich $0,40 \pm 0,08\%/1000$ km beträgt, kann durch Ionisation des Wasserstoffs in den Protuberanzen erklärt werden.

Scheel.

L. Zehnder. Die zyklische Sonnenbahn als Ursache der Sonnenfleckperioden. 44 S. und eine Tafel. Halle a. d. S., Verlag Ludw. Hofstetter, 1923. (Vortrag in der Baseler Naturforschenden Gesellschaft.) Die Sonne ist mit ihren vier großen Planeten ein fünffaches Sternsystem, muß also selber auch eine zyklische Bahn um den Schwerpunkt des Systems beschreiben. Diese zyklische Sonnenbahn, für 336 Jahre von 1610 (Beginn der Sonnenfleckbeobachtungen) bis 1946 aus den astronomischen Beobachtungen konstruiert, weist namentlich auffallend scharfe Perioden von 100 Jahren $= 9 \times 11^1_9$ (Wolfsche Sonnenfleckperiode) und von 178 Jahren $= 16 \times 11^1_8$ (Wolfersche Sonnenfleckperiode) auf. Nach dem Verf. können die Sonnenfleckperioden unmöglich auf innere Sonnenursachen zurückgeführt werden. Vielmehr entstehen die Sonnenflecken aus den Meteoritenmassen des Zodiakallichtes, die, durch den Äther gebremst, nach und nach in die Sonne einlaufen. Daher müssen sich die Sonnenzykelperioden in den Sonnenfleckperioden widerspiegeln. Ihre tatsächlichen Koinzidenzen sind uns also ein Beweis für das Dasein des Äthers.

Zehnder.

M. Pinkhof. Contribution to the Explanation of Complex Halos. Proc. Amsterdam 30, 172—183, 1927, Nr. 2. Klassifizierung und Erklärung der komplizierteren Haloerscheinungen. Es werden eingehend einige spezielle Haloerscheinungen besprochen und auf ihre Entstehungsursache hin betrachtet. Die Arbeit enthält eine gute Literaturübersicht über einschlägige Arbeiten. *Picht.*

J. Plassmann. Die Milchstraße nebst einem Anhang über die Nebelstraße von J. G. Hagen. Mit 3 Abbildungen im Text und 2 Tafeln. 96 S. Hamburg, Verlag Henri Grand, 1924. (Probleme der kosmischen Physik, Bd. IV, herausgegeben von Christian Jensen und Arnold Schwassmann.) Die Arbeit beschäftigt sich in erster Linie mit der Milchstraße und ihrer sphärischen Stellung, dann aber auch mit den weiteren Fragen, wie Verteilung der Sterne nach Entfernung, Anzahl und Helligkeit, mit Sternhaufen und Nebelflecken und der Beziehung der Bewegungen und der physikalischen Eigenschaften der Sterne auf die Milchstraße.

Werner Kolhörster.

Geophysikalische Berichte.

H. Schmehl. Untersuchungen über ein allgemeines Erdellipsoid. Veröff. Preuß. Geod. Inst. (N. F.) Nr. 98, 72 S., Potsdam 1927. Die Frage nach der Elliptizität des Äquators zählt zu den schwierigsten, doch zugleich interessantesten Problemen der höheren Geodäsie. Als Beitrag zur Lösung dieser Frage werden in der Abhandlung die mathematisch-geodätischen Grundaufgaben auf einer allgemeinen, stetig gekrümmten Fläche behandelt; die Ergebnisse werden insbesondere zur Untersuchung und Lösung astronomisch-geodätischer Aufgaben auf einem allgemeinen (dreiachsigen) Ellipsoid benutzt. Als Grundlage für die Untersuchungen dient das aus den „Breitengleichen“ und den „Längengleichen“ gebildete „geographische Netz“. Verf. zeigt, daß sich sämtliche Oberflächenwinkel, das sind insbesondere die Azimute der Breitengleichen, der Längengleichen und der Krümmungslinien, durch die als Funktionen der geographischen Breite und der geographischen Länge gebildeten Gaußschen Fundamentalgrößen E , F und G in Verbindung mit dem Kosinus der geographischen Breite in einfacher Weise ausdrücken lassen. Durch die gleichen Größen kann man auch die Koeffizienten der Differentialgleichung der „Loxodromen“ auf einer allgemeinen, stetig gekrümmten Fläche darstellen. Es wird unter einigen Voraussetzungen der Stetigkeit bewiesen, daß ein rechtwinkliges geographisches Netz nur auf einer Umdrehungsfläche existieren kann. Gestalt und Verlauf der Breitengleichen und der Längengleichen auf dem allgemeinen Ellipsoid werden eingehend untersucht. Die Differentialgleichung für die orthogonalen Trajektorien der Längengleichen läßt sich in geschlossener Form integrieren. Die Oberfläche des Ellipsoids wird dargestellt durch eine Doppelreihe nach steigenden Potenzen der Exzentrizitäten zweier Hauptschnitte; die Koeffizienten der Reihe können aus einer beigefügten Tafel entnommen werden. — Mit Benutzung der elliptisch-trigonometrischen Flächenkoordinaten wird das erste Integral der Differentialgleichung der geodätischen Linien als Funktion S der geographischen Breite, der geographischen Länge und des Azimuts der geodätischen Linie abgeleitet. Der Wert dieser Funktion S (dem in der rotationsellipsoidischen Trigonometrie der Wert der Konstanten in dem Clairautschen Satz entspricht) läßt zugleich die Zugehörigkeit einer geodätischen Linie zu einer der drei Klassen erkennen, in die sich sämtliche auf dem Ellipsoid verlaufenden geodätischen Linien einteilen lassen. Der Verlauf der geodätischen Linien wird auf Grund der Klasseneinteilung diskutiert. — Der letzte Abschnitt der Arbeit zeigt, wie sich die allgemeinen Untersuchungen für praktische Aufgaben verwerten lassen; als Beispiele dienen: 1. die Übertragung geographischer Koordinaten auf dem allgemeinen Ellipsoid mit Hilfe der geodätischen Linie; 2. die Berechnung der linearen Länge der geodätischen Linie und ihrer Azimute aus den geographischen Koordinaten ihrer Endpunkte. Die Formeln sind so weit entwickelt, daß sie unmittelbar der zahlenmäßigen Verwendung fähig sind. Für die Maxima der Abweichungen der dreiaxsig-ellipsoidischen Rechnung von der rotationsellipsoidischen sind zwei Diagramme gegeben. Als Zahlenbeispiel ist die geodätische Linie Berlin—Königsberg auf dem von Heiskanen aus Schweremessungen abgeleiteten dreiachsigen Erdellipsoid berechnet. Am Schluß der Abhandlung befindet sich eine Zusammenstellung der hauptsächlichsten Bezeichnungen und Formeln. *Schmehl.*

E. Kohlschütter. Über Pendelformen. Verh. d. Tagung d. Balt. Geodät. Komm. Riga 1927, S. 83—90. Bei relativen Schweremessungen sind bisher fast stets die in der von v. Sterneck angegebenen Form hergestellten Pendel benutzt worden. Eine abweichende Form gab J. Wilsing an, der ein scheibenförmiges

Pendel aus einem Achatstück herstellen ließ; der Abstand h des Schwerpunktes von der Schneide war halb so groß wie die reduzierte Pendellänge l gewählt; die Schwingungszeit des Pendels war unabhängig von kleinen Änderungen von h . Das Pendel hat sich indessen nicht bewährt; den Mißerfolg schreibt Verf. dem Material und der Scheibenform zu. M. Schuler gab einem Uhrpendel eine solche Form, daß ebenfalls die Bedingung $h = \frac{1}{2} l$ erfüllt wurde. Verf. schlägt für ein neues Schwerependel die zylindrische Stabform vor; die Schneide ist so eingesetzt, daß $h = \frac{1}{2} l$ ist. Die Schwingungszeit ist ein Minimum, d. h. für Werte von h , die bei sonst unverändertem Pendel größer oder kleiner als $\frac{1}{2} l$ sind, ist die Schwingungszeit größer als im Falle $h = \frac{1}{2} l$. Ein Pendel mit der sonst üblichen Schwingungszeit von 0,508 Sek. und einem Durchmesser von 3 cm besitzt eine Länge von etwa 44 cm. Neben der Unabhängigkeit der Schwingungszeit von kleinen Änderungen von h besitzt das Pendel die Vorzüge, daß seine Temperatur sicherer bestimmt, daß ferner seine Länge zwecks Untersuchung der Unveränderlichkeit scharf mit dem Interferometer ermittelt werden kann.

Schmehl.

E. Kohlschütter. Der neue Pendelapparat des Preußischen Geodätischen Instituts. Verh. d. Tagung d. Balt. Geodät. Komm. Riga 1927, S. 91—96. Es wird ein neuer, im Bau befindlicher evakuierbarer Vierpendelapparat beschrieben, der in seiner Grundform von Fechner und Madsen konstruiert worden ist. Der Apparat weist mehrere Neuerungen auf, die insbesondere von E. Brennecke angegeben worden sind. H. Schmehl hatte gefunden, daß sich das Mitschwingen der Pendellager in einem ähnlich konstruierten Apparat oft änderte, wenn derselbe ausgepumpt, geöffnet, wieder verschlossen und von neuem bis zu der früheren Luftverdünnung ausgepumpt wurde. Es ist deshalb der neue Apparat mit einer Vorrichtung versehen worden, die es gestattet, die Pendel stets an die gleichen Aufhängestellen zu bringen, ohne den Apparat öffnen zu müssen. Neben anderen Neuerungen ist ein Hebel- und Zahnradwerk angebracht, das das gleichzeitige Loslassen von zwei bzw. vier Pendeln ermöglicht. Die durch die Wandung gehenden 13 Achsen führen sämtlich nur drehende und keine hin und her gehenden Bewegungen aus, da bei diesen eine einwandfreie Abdichtung nicht möglich ist. Der neue Apparat wird für visuelle Beobachtungen und für photographische Registrierungen benutzt werden können.

Schmehl.

Heinz Schmehl. Über ein einfaches „Koinzidenzverfahren“, zwei Schwerkraftpendel mit einer vorgegebenen Phasendifferenz in Bewegung zu setzen. Verh. d. Tagung d. Balt. Geodät. Komm. Riga 1927, S. 97—100. Schwingen zwei gleichförmige Pendel auf demselben Stativ in der gleichen Schwingungsebene, so kann die durch die Pendelschwingungen hervorgerufene Stativbewegung in hohem Grade herabgemindert werden, wenn die Pendel mit gleichen Amplituden und entgegengesetzten Phasen schwingen. Dieser Bewegungszustand wird für eine längere Zeitdauer nur dann erzeugt werden können, wenn die Pendel genau gleiche Schwingungszeit besitzen, eine Forderung, die in der Praxis stets nur mit einer gewissen Näherung erfüllt werden kann. Unterscheiden sich die Schwingungszeiten der Pendel um wenige $\frac{1}{100000}$ Sekunden, so übt bei vorgeschriebener Beobachtungsdauer die Stativbewegung auf die Schwingungszeiten der Pendel den kleinsten Einfluß aus, wenn der Phasenunterschied zu Beginn der Beobachtung um den gleichen Betrag von 180° nach einer Richtung abweicht, wie am Schluß der Beobachtung nach der entgegengesetzten Richtung. Es wird ein einfaches Verfahren angegeben, zwei Schwerependel mit einer vorgegebenen Phasendifferenz in Bewegung zu setzen. Es beruht darauf, daß das zweite Pendel eine vorausberechnete geringe

Zahl von vollen Sekunden später in Bewegung gesetzt wird als das erste Pendel. Jedes Pendel kann daher bei einem Sekundenschlag der Beobachtungsuhr losgelassen werden, was durch eine einfache Manipulation mit großer Genauigkeit bewirkt werden kann. Das Verfahren wird an einem Zahlenbeispiel näher erläutert.

Schmehl.

E. Kohlschütter. Ein Verfahren, das Mitschwingen eines Einpendelstativs aus den Schwingungszeiten zweier Pendel zu bestimmen. Verh. d. Tagung d. Balt. Geodät. Komm. Riga 1927, S. 101—106. Die Schwierigkeit und die ungenügende Genauigkeit der Bestimmung des Mitschwingens des Stativs führte zum Ersatz des ursprünglichen Sterneckschen Stativs mit nur einem Pendellager durch die jetzt meist üblichen Mehrpendelapparate. Verf. zeigt, daß es möglich ist, das Mitschwingen und die Schwere mit fast derselben Genauigkeit aus den Schwingungszeiten zweier Pendel auf einem Einpendelstativ abzuleiten, wie mit einem Mehrpendelapparat. Das Verfahren stützt sich auf die Verwendung zweier Pendel, deren reduzierte Pendellängen l oder für die die Ausdrücke $m \cdot h/l$ (wo m = Masse des Pendels, h = Abstand Schneide—Schwerpunkt) oder beide Konstante möglichst verschiedene Werte haben. m und h müssen und können durch direkte Messungen hinreichend genau bestimmt werden, wie eingehend bewiesen wird. Die reduzierten Pendellängen sind abzuleiten, indem man den Apparat auf zwei elastisch stark verschiedene Unterlagen stellt und bei beiden Aufstellungen die Schwingungszeiten beider Pendel beobachtet. Nach Bestimmung der Konstanten m , h , l auf einer Ausgangsstation können die Schwingungszeitbeobachtungen der Pendel auf einer beliebigen Station auf starres Stativ reduziert werden. Zur Beobachtung werden Stabpendel vorgeschlagen (vgl. oben: E. Kohlschütter, Über Pendelformen).

Schmehl.

C. A. Heiland. Suggestions for the improvement of pendulum observations. S.-A. Bull. Nat. Res. Counc. 1927, S. 66—70, Nr. 61. Um die Beobachtungsdauer bei Pendelmessungen abzukürzen, hat Berroth eine ständig kontrollierte Uhr an einer Zentralstation aufgestellt, deren Schläge auf die Feldstationen mit Draht oder drahtlos übertragen wurden. Um Unregelmäßigkeiten einer Zentraluhr gänzlich auszuschalten, schlägt der Verf. vor, an ihrer Stelle ein im Vakuum schwingendes Pendel zu benutzen, dessen Schwingungen mittels photoelektrischer Zellen aufzunehmen und drahtlos den Feldstationen zu übermitteln, wo die Stromschwankungen in Lichtschwankungen zurückverwandelt und auf dem Film des Pendels mitregistriert werden.

K. Jung.

W. Heiskanen. Ist die Erde ein dreiachsiges Ellipsoid? Gerlands Beitr. 19, 356—377, 1928, Nr. 4. Unter Hinzunahme neueren Beobachtungsmaterials wird die Schwereformel mit Längenglied neu abgeleitet. Es ergibt sich:

$$\gamma_0 = 978,049[1 + 0,005293 \sin^2 \varphi - 0,000007 \sin^2 2\varphi + 0,000019 \cos^2 \varphi \cos 2(\lambda - 0^\circ)].$$

Die größte Abplattung ist $1/295,7$, die kleinste $1/299,0$, die mittlere $1/297,3$, die Halbachsendifferenz des Äquators $a - b = 242$ m. Auch bei Benutzung nur eines Teiles der Schwerestationen bleibt die Formel im wesentlichen dieselbe, insbesondere bleibt das Längenglied stets erhalten. Das gilt auch von den (noch nicht isostatisch reduzierten) Werten der Messungen von Vening-Meinesz im Unterseeboot. Eine graphische Darstellung zeigt, daß wesentliche Glieder mit 2λ , 3λ usw. nicht vorhanden sind. Breitengradmessungen ergeben eine größere Abplattung in Europa als in Amerika und bestätigen also die Elliptizität des Erdäquators, ebenso Längengradmessungen, die für Europa einen kleineren

Krümmungsradius des Äquators ergeben als für Amerika. Zum Schluß wird auf die in der gleichen Zeitschrift erschienene Arbeit von K. Mader eingegangen. Dessen Ansicht, daß die Elliptizität des Äquators von den angewandten Reduktionen vorgetäuscht ist, wird als nicht zutreffend zurückgewiesen. *K. Jung.*

F. Hopfner. Geoidformen nach der Formel von G. G. Stokes. Gerlands Beitr. 19, 402—405, 1928, Nr. 4. Aus der einfachsten Form der Formel von Stokes zur Bestimmung der Abweichung des Geoids vom Niveausphäroid werden Ausdrücke abgeleitet, die eine klare Übersicht über die möglichen Geoidformen geben. Die Abweichungen des Geoids vom Niveausphäroid lassen sich als Summen von „zonalen“, „sektoriellen“ und „tesseralen“ Gliedern darstellen, die ähnlich wie die gleichnamigen Kugelfunktionen aussehen. *K. Jung.*

A. A. Ivanoff. Une méthode nouvelle pour la déduction des formules de la précession et de la nutation. Gerlands Beitr. 19, 406—414, 1928, Nr. 4. *K. Jung.*

Harold Jeffreys. Possible Tidal Effects on Accurate Time-keeping. Month. Not., Geophys. Suppl. 2, 56—58, 1928, Nr. 1. Die von den Gezeitenkräften hervorgerufenen Schwankungen der Schwerkraft können die Ursache von periodischen Schwankungen der Schwingungsdauer von Uhrpendeln sein und also periodische Fehler in der Zeitbestimmung verursachen. Der Einfluß der verschiedenen Gezeitenglieder auf die Zeitbestimmung wird berechnet. Er ist bei weitem am größten bei dem halbjährigen solaren Gliede. Der hierdurch hervorgerufene Maximalfehler beträgt etwa $4 \cdot 10^{-3}$ Sek. *K. Jung.*

George R. Putnam. Regional isostatic reduction of gravity determinations. Proc. Nat. Acad. Amer. 14, 407—418, 1928, Nr. 5. Die isostatische Reduktion nach Hayford setzt lokale Kompensation voraus, d. h. die kleinste Unebenheit des Reliefs der Erde ist isostatisch ausgeglichen. Physikalisch scheint eine mehr regionale Kompensation, die größere Gebiete im ganzen ausgleicht, wahrscheinlicher zu sein. In der vorliegenden Arbeit soll gezeigt werden, daß tatsächlich regionaler Ausgleich vorliegt. Ein Vergleich von benachbarten Stationen mit erheblicher Höhendifferenz läßt erkennen, daß die nach Anwendung der Hayfordschen Reduktion übrigbleibenden Anomalien bei den höher gelegenen Stationen fast stets stärker positiv sind als bei den niederen Stationen. Ferner ist diese Anomalie bei Stationen, die über dem mittleren Niveau ihrer Umgebung liegen, meist positiv, bei unter dem mittleren Niveau liegenden Stationen negativ. Dieser Umstand läßt sich beseitigen, wenn man der Reduktion nicht die Stationshöhe, sondern die mittlere Höhe der Umgebung zugrunde legt. Wie weit man zur Bestimmung der mittleren Höhe gehen muß, hängt von der Natur des Geländes ab. Der Verf. hat mit Erfolg Umgebungen mit den Radien 12, 37 und 104 Meilen berücksichtigt. *K. Jung.*

George R. Putnam. Proof of isostasy by a simple gravity reduction method. Proc. Nat. Acad. Amer. 14, 418—427, 1928, Nr. 5. Diese Veröffentlichung bringt Betrachtungen über die Wichtigkeit und den Vorteil der regionalen isostatischen Reduktion und als Wichtigstes die Angabe der sehr einfachen Reduktionsformel. Bezeichnet dg die Schwerereduktion, g die Schwerkraft, H die Meereshöhe der Station, H_1 die mittlere Meereshöhe ihrer Umgebung, r den Erdradius, δ die Dichte der über dem Meeresniveau befindlichen Massen, Δ die mittlere Dichte der Erde, T die Terrainkorrektur, so ist

$$dg = + \frac{2gH}{r} - \frac{2gH_1\delta}{r\Delta} + T + \frac{2gH_1\delta}{r\Delta}.$$

Das zweite Glied auf der rechten Seite entspricht der Wegnahme der das Meeresniveau überragenden Massen, das letzte Glied gibt die Kompensation an, das erste die Reduktion auf Meeresniveau. Auf die Krümmung der Erdoberfläche ist keine Rücksicht genommen, wodurch nur ein geringer Fehler verursacht wird. Die Formel ist einfach anzuwenden und setzt keine Kenntnis über die Tiefe der Ausgleichsfläche voraus. Sie vermag die Anomalien in besonders hoch und besonders tief gelegenen Stationen besser zum Verschwinden zu bringen als die viel kompliziertere Hayfordsche Methode.

K. Jung.

R. Schwinner. Geologische Bemerkungen zu den norwegischen Schweremessungen. *Gerlands Beitr.* 19, 107—133, 1928, Nr. 1. Nach geologischen Gesichtspunkten werden 46 norwegische Schwerestationen in sieben Gruppen eingeteilt. Reduktionen sind nach Faye, Bouguer und isostatisch nach Airy ausgeführt, diese Reduktion mit den Ausgleichstiefen 40, 60 und 80 km. Es zeigt sich, daß bei allen Reduktionen die Gruppenmittel ziemlich denselben Betrag haben, jedoch ist die Schwankung innerhalb jeder Gruppe bei den isostatischen Reduktionen etwas geringer als bei den anderen. Es scheint demnach, als ob die isostatischen Reduktionen die geologischen Einheiten schärfer herausheben und bei der geologischen Deutung von Schweremessungen also von besonderem Vorteil sind. Die Ergebnisse der norwegischen Schweremessungen lassen sich zum Teil geologisch deuten. Wie die Betrachtung der sieben Gruppen von Schwerestationen zeigt, ist Norwegen geologisch keine Einheit, und es ist unwahrscheinlich, daß eine einheitliche, gleichzeitige Landhebung seit der Eiszeit stattgefunden hat. Den gleichen Schluß läßt auch die mangelnde Übereinstimmung zwischen den Isobasen (Linien gleicher Gesamthebung seit der Eiszeit) und den Linien gleicher rezenter Hebung zu. Letztere häufen sich längs einer Linie, die von Kristiania über Upsala nach dem Weißen Meere hin verläuft. Diese Linie ist seismisch aktiver als die sie umgebenden Gebiete und zeigt ein relatives Schwereplus, sie ist auch geologisch erkennbar. Die Isobasen jedoch lassen diese Linie nicht erkennen und sind deshalb für die Beurteilung des Bewegungszustandes der Erdkruste ungeeignet. Über die Ursache der Landhebungen läßt sich auf Grund des vorliegenden Materials nur wenig Sicheres aussagen. Wahrscheinlich liegen nicht nur isostatische Ausgleichsbewegungen vor, deren Ursache die Entlastung vom Inlandeis ist, sondern man muß annehmen, daß diese Vorgänge das letzte Glied einer in der Tertiärzeit begonnenen Kette von Hebungen und Senkungen ist; es wäre sogar möglich, daß nicht die Eiszeit die Ursache der Krustenbewegungen ist, sondern daß umgekehrt die Vereisung ihren Grund in primären Landhebungen hat. Zur Entscheidung über die verschiedenartigen Beobachtungen und Erklärungsversuche sind dichtere Schweremessungen auf der Skandinavischen Halbinsel und den angrenzenden Meeren, besonders dem Nordatlantik, sowie eine Kontrolle der Krustenbewegungen durch Präzisionsnivelements erwünscht.

K. Jung.

B. Meyermann. Die Änderung der Rotationsgeschwindigkeit der Erde. *Naturwissensch.* 16, 353—354, 1928, Nr. 20.

B. Meyermann. Die Schrumpfungsgeschwindigkeit des Erdradius aus astronomischen Beobachtungen. *ZS. f. Geophys.* 4, 153—154, 1928, Nr. 3. Aus antiken und neuzeitlichen Sonnen- und Mondbeobachtungen läßt sich eine Beschleunigung der Erdrotation ableiten. Wenn man die von bekannten Ursachen herrührenden Beiträge abzieht, so bleibt noch eine Beschleunigung von 38 bis 61 Sek. in 100 Jahren übrig. Deutet man dies Ergebnis als eine Abnahme des Trägheitsmoments der Erde durch Schrumpfung, so berechnet man

eine Abnahme des Erdradius um 3,8 bis 6,1 cm in 100 Jahren oder 380 bis 610 m in 1 Million Jahren, wenn man annimmt, daß die ganze Erde an der Schrumpfung teilnimmt. Schrumpft bloß die Kruste zusammen, so erhält man den 20fachen Betrag.

K. Jung.

B. Meyermann. Die Änderung der Rotationsgeschwindigkeit der Erde. *Naturwissensch.* 16, 494, 1928, Nr. 24. Aus der säkularen Beschleunigung der Mondlänge und der durch die Sonnen- und Mondtiden hervorgerufenen Beschleunigung der Erdrotation ergibt sich eine Beschleunigung der Erdrotation, die durch eine Schrumpfung der ganzen Erde um 4 bis 6 cm pro 100 Jahre oder der Erdkruste allein um 83 bis 125 cm pro 100 Jahre zu deuten ist. In der Westdrift der Erdkruste, die an dieser Zusatzbeschleunigung nicht beteiligt zu sein braucht, würde das eine Vermehrung der Reibung um 0,1 bis 0,2 % in 100 Jahren bedeuten.

Güntherschulze.

J. Joly. The Theory of Thermal Cycles. *Gerlands Beitr.* 19, 415—441, 1928, Nr. 4. Verf. stellt sich mit seiner Theorie der Wärmezyklen in bewußten Gegensatz zu Lord Kelvins Annahme einer stationären Wärmeausstrahlung des Erdinnern. Er vertritt die Ansicht, daß die im Erdinnern durch radioaktiven Zerfall erzeugte Wärme sich periodisch nach der Oberfläche hin entläßt. Zunächst werden die Anschauungen über Struktur und Baumaterial der Erdrinde, wie sie sich aus der Zusammenarbeit der geodätischen, geologischen und seismischen Wissenschaft ergeben, zwecks Fundierung der Zyklen-theorie kurz behandelt, ferner die Verteilung der Radioaktivität in verschiedenen Tiefen und Gesteinsschichten. Verf. kommt zu dem Ergebnis, daß mit der Tiefe die Dichte zunimmt, die Radioaktivität abnimmt. Aus isostatischen Berechnungen wird die Dicke der Kontinentalschollen abgeleitet. Die Temperaturverteilung im Erdinnern ist — weil für die Theorie wichtig — ausführlicher behandelt. Auf diesen Grundlagen wird dann die Theorie der Wärmezyklen entwickelt. Ein längeres Zitat aus J. R. Cotter: On the Escape of Heat from the Earth's Crust (*Phil. Mag.* Sept. 1924, S. 458) gibt sehr anschaulich wieder, wie Verf. sich das zyklische Auf- und Absteigen der Schmelzpunktsisotherme denkt. Daran anschließend wird gezeigt, daß dieser Vorgang sich aus den thermodynamischen Daten des Basalts und durch den Einfluß der Gezeiten ohne weiteres erklären läßt.

R. Köhler.

Torahiko Terada and Naomi Miyabe. Experiments on the Modes of Deformation of a Layer of Granular Mass Floating on Liquid. Some Application to Geophysical Phenomena. *Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo* 4, 21—32, 1928, März. Schichten aus feinkörnigen, mehr oder weniger Kohäsion zeigenden Substanzen, die auf Flüssigkeiten von verschiedener Zähigkeit schwimmen, werden seitlichem Druck und Zug unterworfen, die durch die Oberflächenspannung oder durch Flüssigkeitsströmungen an der Grenze der Schicht erzeugt werden. Unter dem Einfluß dieser Drucke werden vom Rande der Schicht, der „Küstenlinie“, Streifen und Bruchstücke fortgetrieben, die im wesentlichen parallel zum Rande verlaufen und eine bestimmte statistische Größenverteilung aufweisen. Die so entstehenden Konfigurationen haben große Ähnlichkeit mit verschiedenen Inselzonen, besonders mit denen, die entlang der Küste des Japanischen Meeres gelegen sind.

R. Köhler.

Arnaldo Bellugi. Über die Darstellung der Isogammen. *R. Instituto Lombardo di Scienze e Lettere* 61, 1—7, 1928, Nr. 6/10. Wenn die Differentialquotienten der Schwerkraft in der Horizontalebene sich nicht linear stark ändern,

so ist die übliche Darstellung durch Isogammen aus den Messungen mit der Drehwaage von Eötvös nicht ohne weiteres durchzuführen. Man kann aber diese Änderung durch eine Potenzreihe zunächst mit Gliedern bis zum zweiten oder dritten Grade oder allgemeiner durch eine Potenzreihe bis X^n darstellen. Der Verf. zeigt dann, wie man die Koeffizienten aus den Beobachtungsdaten bestimmt und gibt einfache Formeln dafür. Voraussetzung ist hierbei, daß die Beobachtungspunkte angenähert auf einer Geraden liegen. *Koenigsberger.*

J. Wilip. Zur Theorie und Konstruktion von Vertikalseismographen. Gerlands Beitr. 19, 387—401, 1928, Nr. 4. In übersichtlicher Weise wird zunächst die Theorie des Einfeldervertikalseismographen entwickelt. Besondere Berücksichtigung findet die hinkende Rückkehr in die Ruhelage: Bei unterhalb der Masse angreifender Feder kehrt das System von oben schneller in die Ruhelage zurück als von unten, bei oberhalb der Masse angreifender Feder ist es umgekehrt. Bei einem Zweifederseismographen, der eine oberhalb und eine unterhalb der Masse angreifende Feder hat, kann diese unangenehme Abhängigkeit der Periode von der Entfernung aus der Ruhelage wegkompensiert werden. Die Theorie des Zweifederseismographen wird kurz entwickelt. Daß die beabsichtigte Wirkung tatsächlich eintritt, wird an Kurven gezeigt, die Beobachtungen über die Abhängigkeit der Periode von der Entfernung aus der Ruhelage bei Einfeld- und Zweifederseismographen wiedergeben. *K. Jung.*

H. H. Turner. On the Periodicity of Approximately 21 Minutes in the Recurrence of Earthquakes. Month. Not., Geophys. Suppl. 2, 58—71, 1928, Nr. 1. An 11 verschiedenen Erdbebenserien wird eine Periodizität von nahezu 21 Minuten nachgewiesen. Der genaue Wert der Periode ändert sich mit der geographischen Breite zwischen 20,9 und 21,2 Minuten. Die Punkte liegen bis auf einen auf einer einfachen, sinusähnlichen Kurve. *R. Köhler.*

Fuyuhiko Kishinouye and Hiroshi Kawasumi. An Application of the Theory of Fluctuation to Problems in Statistical Seismology. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 4, 75—83, 1928, März. Das Ziel der Verff. ist, die Theorie der Schwankungen mit Wahrscheinlichkeitsnachwirkung bei intermittierender Beobachtung an seismischen Erscheinungen zu prüfen. Aus der Zusammenstellung von Omori: The Eruptions and Earthquakes of the Asama-yama V (Bull. of Imp. Earthquake Inv. Comm. 8, Nr. 2) werden einige Tage ausgewählt, an denen die Erschütterungen gezählt werden. Aus den beobachteten Mittelwerten werden auf Grund der Theorie die wahrscheinlichen Werte berechnet und mit den wirklich beobachteten Einzelwerten tabellarisch verglichen. Die Übereinstimmung ist sehr gut, wird jedoch schlecht, wenn die Wahrscheinlichkeitsnachwirkung unberücksichtigt bleibt, ferner auch, wenn die Wahrscheinlichkeit nach einer anderen als der Poissonschen Formel $W(n) = \frac{e^{-\nu} \nu^n}{n!}$ (ν = Mittelwert der beobachteten Werte n) berechnet wird. *R. Köhler.*

Takeo Matuzawa, Keisuke Hasegawa and Seizô Haeno. On the Forerunners of Earthquake-motions of Certain Earthquakes. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 4, 85—106, 1928, März. Die Arbeit befaßt sich mit den Vorläufern in den Aufzeichnungen der Erdbeben des Kwantógebiets. Besagte Erdstöße weisen charakteristische Merkmale auf, durch die sie sich z. B. von den Beben im benachbarten Ozean durchaus unterscheiden: zu Beginn der Bewegung schwingt der Boden hauptsächlich in der vertikalen Komponente; die Differenz

der Phasen 1 und 2 ist konstant, die der Phasen 1 und 3 wächst mit der Herdentfernung; Dispersion ist nicht vorhanden. Eine Deutung dieser verschiedenartigen Merkmale gelingt unter der Annahme: Diskontinuität in 7 km, Hypozentrum in 13 km Tiefe, wie in der Arbeit gezeigt wird. *R. Köhler.*

Hantaro Nagaoka. Trajectories of Seismic Rays. Proc. Imp. Acad. Tokyo 3, 28—31, 1927, Nr. 1. Verf. berechnet unter Benutzung der analogen optischen Betrachtungen den Weg der seismischen Strahlen, wobei er unterscheidet zwischen dem äußeren Gürtel (Kugelring) von etwa 6300 bis 4800 km und der inneren Erdschicht. Die Berechnungsergebnisse werden für Strahlen verschiedener Neigung für beide genannten Fälle graphisch dargestellt und eingehend diskutiert. *Picht.*

Vaughan Cornish. Waves in Granular Material Formed and Propelled by Winds and Currents. Month. Not., Geophys. Suppl. 1, 447—467, 1927, Nr. 9. *Scheel.*

W. F. G. Swann. Note on activities in atmospheric-electric investigations. S.-A. Bull. Nat. Res. Council. 1927, S. 275, Nr. 61. Kurze Aufzählung derzeitiger Untersuchungen des Verf. über luftelektrische Probleme. *Wigand.*

Seb. Timpanaro. Die Berücksichtigung der zeitlichen erdmagnetischen Variation bei den Beobachtungen. La miniera italiana 1928, S. 1—4, Nr. 2. Der Verf. bespricht den Einfluß der zeitlichen erdmagnetischen Variationen, falls der Registrierapparat nacheinander an verschiedenen Basisstationen aufgestellt wird, aber die Messungen immer auf die ursprüngliche Basis bezogen werden. Man kann zeitliche und örtliche Variation einfach addieren. *Koenigsberger.*

A. Røstad. Über die Einwirkung der magnetischen Perturbationen auf die geographische Verbreitung des Nordlichtes. Geofys. Publ. 5, Nr. 5, 19 S., 1928. Es werden 108 Tage mit Nordlicht in Drontheim aus den Jahren 1891 bis 1906 benutzt, ergänzt durch Beobachtungen in Oslo und in den Niederlanden. Für alle Tage wird aus den magnetischen Registrierungen in Potsdam die störende Kraft \mathfrak{P} als Abweichung vom normalen Verlauf abgeleitet. Alle Nordlichter in Drontheim sind von magnetischen Störungen begleitet, die auch in Potsdam auftreten. In der Verteilung über den Tag tritt das Maximum der Nordlichthäufigkeit und der Störungshäufigkeit gleichzeitig ein, im Mittel um 21 Uhr. Die Ausbreitung der Nordlichterscheinungen nach Süden wächst mit der Intensität der magnetischen Störung; strahlenförmige Nordlichter sind von stärkeren magnetischen Störungen begleitet als diffuse. Der Anteil der vertikalen Störungskomponente P_v an der gesamten Störungskraft \mathfrak{P} hat eine ausgesprochene tägliche Periode mit einem Maximum um 18 bis 19 Uhr ($P_v/P = +0,4$) und einem Minimum zwischen 3 und 5 Uhr ($P_v/P = -0,2$). *J. Bartels.*

J. M. Stagg. The 27-Day Recurrence interval in magnetic disturbance. An examination made with the aid of hourly character figures. Meteorol. Office, Geophys. Memoirs Nr. 40, 8 S., London 1927. Auf Grund der D- und H-Registrierungen in Kew aus den vier Jahren 1917 und 1921 bis 1923 wurde jeder Stunde eine Charakterzahl 0, 1 oder 2 zugeordnet. Die 120 Stundenwerte der Charakterzahlen, die zwischen $25\frac{1}{2}$ und $30\frac{1}{2}$ Tagen nach jeder Stunde mit dem Charakter 2 (gestört) liegen, wurden addiert und gemittelt, in der Absicht, die Länge der 27tägigen Periode genauer zu bestimmen und Änderungen innerhalb des Sonnenfleckenzklus zu erkennen. Der Erfolg dieser umfang-

reichen Rechnung wird vereitelt durch die große tägliche Schwankung der Störungshäufigkeit; im Jahre 1922 z. B. liegen über die Hälfte aller gestörten Stunden in den 4 Stunden vor Mitternacht. Die Mittelwerte der Charakterzahlen für die 120 Folgestunden ergeben deshalb Maxima der Störungsstärke, die im Mittel sämtlich innerhalb 2 bis 3 Stunden eines ganzzahligen Vielfachen (25 bis 30) von 24 Stunden liegen; die Hauptmaxima liegen bei 26, 27 und 28 Tagen, unterscheiden sich aber nur wenig in der Stärke. Es ist also nicht möglich, mit dieser Methode die Länge der 27tägigen Periode auf Bruchteile eines Tages zu bestimmen.

J. Bartels.

J. Egedal. Über eine Verbindung zwischen den mondentägigen und den sonnentägigen Variationen der magnetischen Deklination. *ZS. f. Geophys.* 4, 155—156, 1928, Nr. 3. Unter der Voraussetzung, daß die mondentägige Variation L von einer Gezeitenwirkung auf die sonnentägige Variation S herrührt, wird die Formel $L/S \cos^2 \varphi = \text{const}$ (φ = Breite) aufgestellt und an dem jährlichen Gang von L und S in Greenwich geprüft.

J. Bartels.

E. Steinke. Neue Untersuchungen über die durchdringende Hesssche Strahlung. *ZS. f. Phys.* 48, 647—689, 1928, Nr. 9/10. Verf. hat seine Versuche über Ultra- γ -Strahlung (*ZS. f. Phys.* 42, 570, 1927) mit einer neuen, empfindlicheren Versuchsanordnung fortgesetzt: diese bestand aus einer Stahlionisationskammer von 1,7 Liter wirksamen Luftvolumens und 4 bis 8 mm Wandstärke, deren Innenelektrode ein tannenbaumähnliches Drahtgebilde war; eine dazu passende, mit Querfortsätzen versehene Netzelektrode bildete die Außenelektrode. Diese Anordnung gewährleistete auch bei den verwendeten hohen Drucken der Kohlensäurefüllung (45 Atm.) noch Sättigungsstrom. Als Meßinstrument diente ein Wulfsches Einfadenelektrometer von einer Empfindlichkeit von 50 Skt. pro Volt. Um das Ionisationsgefäß konnte ein aus 4 und 8 cm dicken Eisenklötzen zusammengesetzter, ineinanderpassender Doppelpanzer aufgebaut werden, so daß die in den Apparat gelangende Strahlung in jeder Richtung auf ihre Absorbierbarkeit und Intensität geprüft werden konnte. Die Restionisation wurde in der Weise bestimmt, daß die durch den 12 cm-Eisenpanzer allseitig gegen radioaktive Felsstrahlung geschützte Apparatur mehrere Stunden lang innerhalb des Albulatunnels beobachtet wurde. Die Ultra- γ -Strahlung war dort durch mehr als 1000 m dicke Gesteinsschichten vollständig absorbiert und so ergab sich als Restgang des Apparats der überaus geringe Wert 0,20 J . Daraus folgt als Wert für die Intensität der Ultra- γ -Strahlung im Meeresniveau hinter 10 cm Blei 1,10 J in bester Übereinstimmung mit früheren Messungen G. Hoffmanns und des Verf. Weiter wurden in Königsberg i. Pr. Richtungs- und Absorptionsmessungen ausgeführt, wobei die Zunahme der Strahlung beim Öffnen des Panzers in bestimmten Ausblendungswinkeln festgestellt wurde. Die Einstrahlöffnungen wurden also sukzessive von 0 bis 180° Öffnungswinkel variiert und für jede Stufe die Eisenpanzerung von 12 auf 8, 4 und 0 cm vermindert. Die gleichen Versuche wurden sodann in Davos (1600 m) und auf Muottas Muraigl (Engadin) in 2500 m Seehöhe wiederholt. Die Richtungsmessungen zeigen, daß die Ultra- γ -Strahlung sich im großen und ganzen so verhält, wie man erwarten muß, wenn sie aus dem Weltraum aus allen Richtungen mit gleicher Intensität eindringt und je nach der Länge des in der Atmosphäre zurückgelegten Weges verschieden stark absorbiert wird. Die Absorptionsmessungen zeigen wieder sehr deutlich den starken Einfluß der Streustrahlung in Medien von nicht zu hoher Ordnungszahl: beim Übergang von einem Medium zu einem anderen mit höherer Ordnungszahl (z. B. Luft—Blei) ergeben sich scheinbar zu große

Absorptionskoeffizienten, während im umgekehrten Falle (z. B. Blei zu Aluminium) sogar negative Koeffizienten, d. h. Zunahme der Strahlung mit Vergrößerung der Schichtdicke, auftreten können, wie zuerst G. Hoffmann gezeigt hat. Die Messungen des Verf. zeigen abermals, daß die Ultra- γ -Strahlung inhomogen ist. Der härteste Anteil ergibt in Blei einen Absorptionskoeffizienten von $\mu_{Pb} = 0,0042$ bzw. $0,0047 \text{ cm}^{-1}$ (der erstere Wert nach Hoffmann ist der genauere). Diese härteste Komponente, auf deren Vorhandensein Hoffmann und Steinke in einer vorläufigen Mitteilung schon Ende 1927 (Naturwissensch. 1927, S. 995, Nr. 51) hingewiesen haben, entspricht einer Halbwertsdicke von 165 cm Blei. Rechnet man daraus — unter der immer noch zweifelhaften Voraussetzung der Anwendbarkeit der Comptonschen bzw. Diracschen Formel — die Wellenlänge, so erhält man nach der erstgenannten Formel $0,11 \text{ X-E.}$ ($1,1 \cdot 10^{-12} \text{ cm}$), nach der Diracschen Formel $0,07 \text{ X-E.}$ ($0,7 \cdot 10^{-12} \text{ cm}$). Es sei hier bemerkt, daß R. A. Millikan und G. H. Cameron in ihrer neuesten Arbeit (Juniheft des Phys. Rev., also später als Hoffmann und Steinke) diese härteste Komponente der Ultra- γ -Strahlung ebenfalls gefunden haben ($0,08 \text{ X-E.}$), ohne indes die Priorität Hoffmanns und Steinkes zu erwähnen oder auch nur deren vorläufige Mitteilung zu zitieren. Der Wellenlänge $0,07 \text{ X-E.}$ würde bereits ein Energieniveau von 177 Millionen Volt entsprechen; das dieser Frequenz entsprechende Energiequant ($2,8 \cdot 10^{-4} \text{ Erg}$) ist nur mehr fünfmal kleiner, als der bei der hypothetischen Vernichtung eines Wasserstoffatoms (Umwandlung der Materie in Energie) berechnete Wert. Es erscheint durchaus möglich, daß bei weiterer Abschirmung der Ultra- γ -Strahlung auch Strahlen von dieser Frequenz nachgewiesen werden. — Verf. bespricht sodann auf Grund seiner in Luft, Eisen und Blei angestellten Absorptionsversuche die Rolle des Streuprozesses auf die Scheinabsorptionskoeffizienten. Wechsel des Mediums, z. B. Eisen nach Luft, d. h. weniger stark streuendes Medium nach einem stärker streuenden Medium, ergibt anfangs stets zu große Absorptionskoeffizienten. Erst wenn die Schichtdicke genügend groß gewählt wird, um auch für das neue Medium „Sättigung“ der erzeugten Streustrahlung zu erzielen, ergibt sich der richtige Absorptionskoeffizient der primären Strahlung. In Eisen genügen 12 cm Schichtdicke noch nicht völlig zur Erzielung des Maximums der Streustrahlung. — Verf. macht endlich mit Vorbehalt den Versuch, die empirisch gefundenen Intensitäten der Ultra- γ -Strahlung in verschiedenen Höhen durch eine Superposition von zwei Komponenten zu erklären, eine harte ($\mu_{Pb} = 0,0042 \text{ cm}^{-1}_{Pb}$) und eine weiche ($\mu_{Pb} = 0,05 \text{ cm}^{-1}_{Pb}$); die so gewonnene theoretische Intensitätskurve schmiegt sich den beobachteten Werten (Hess, Kolhörster usw.) recht gut an, und auch die beobachteten Richtungsverteilungskurven lassen sich so ganz gut erklären. Verf. betont ausdrücklich, daß mit dieser Darstellung nicht gesagt sein soll, daß die Ultra- γ -Strahlung nur aus zwei Wellenbereichen zusammengesetzt sei, sondern daß sie mindestens zwei Wellenbänder umfasse. — Ferner wurden vom Verf. Versuche über die zeitlichen Schwankungen der Ultra- γ -Strahlung in 2500 m Seehöhe (Muottas Muragl) bei völliger Abschirmung der Erdstrahlung ausgeführt. Der 12 cm-Panzer wurde so weit geöffnet, daß die Ultra- γ -Strahlung in einem Winkelbereich von $\pm 63^\circ$ von oben unabgeschirmt in das Ionisationsgefäß eintreten konnte. Die auf nur vier Tage erstreckten, subjektiven Beobachtungen in den Tagesstunden zeigten unregelmäßige Schwankungen der Gesamtionisation von etwa 4,0 bis 4,35 J. Faßt man je vier aufeinanderfolgende, auf Barometereffekt bereits korrigierte Einzelmessungen (von je 24 Minuten Dauer) zu einem Mittel zusammen, so schwanken die Extremwerte nur etwa zwischen 4,05 und 4,25 J. Die Extremdifferenzen sind von Tag zu Tag sehr verschieden: manchmal betragen sie mehr als 4%, manchmal nur 0,8%; jedenfalls sind sie

aber erheblich geringer als die Schwankungen, die in Höhen von 2800 bis 3500 m von Kolhörster bzw. Büttner gefunden worden sind. Verf. erwähnt in einer Anmerkung (bei der Korrektur), daß eine genauere große Versuchsanordnung Hoffmanns, deren Ergebnisse erst später veröffentlicht werden sollen, Schwankungen der Ultra- γ -Strahlung (nach Korrektur auf Barometereffekt) von nur $\pm 1\%$ von Stunde zu Stunde liefert, daneben aber auch den Einfluß eines noch unbekannten meteorologischen Faktors erkennen läßt. Von einer einfachen sternzeitlichen Periode könne jedenfalls nicht die Rede sein. — Der Barometereffekt ergibt sich nach den Messungen des Verf. auf Muottas Muraigl zu 0,0315 J Änderung pro Millimeter Hg Luftdruckänderung, d. h. zu 0,8 % pro Millimeter Hg. Der daraus errechnete Absorptionskoeffizient der Ultra- γ -Strahlung ist wesentlich größer als der aus Höhenänderungen (die doch auch nur Luftdruckänderungen sind) berechnete Koeffizient. Bei Besprechung dieser Diskrepanz polemisiert Verf. gegen eine Notiz von Kolhörster über den Barometereffekt. (Der dabei vom Verf. geäußerten Ansicht, daß der durch 20 cm Pb noch hindurchgehende Anteil der Ultra- γ -Strahlung als praktisch konstant anzusehen sei, kann sich der Ref. nicht anschließen.)

V. F. Hess.

Arthur Haas. Die kosmische Bedeutung des Comptoneffektes. Wiener Anz. 1926, S. 133—135, Nr. 15. Nach Eddington soll in Fixsternen eine Vernichtung von Protonen und Elektronen erfolgen, demnach wäre auch der umgekehrte Vorgang, Erzeugung von Protonen und Elektronen aus strahlender Energie denkbar. Dabei müßte, wenn $h \cdot \nu = mc^2 = 1,5 \cdot 10^{-3}$ Erg bei der Protonenmasse m ist, eine kritische Wellenlänge von 0,013 X-E. erreicht werden. Zu solchen Frequenzen kann auf Grund der Comptonschen Vorstellungen das Quant durch Zusammenstoß mit sehr rasch bewegten Materieteilchen gelangen. Die Bewegungsenergie einer einatomigen Gasmolekel wäre bei 10^{13} Grad der Eigenenergie des Protons gleich, d. h. die molekulare Geschwindigkeit ist dann von der Größenordnung der Lichtgeschwindigkeit. Berücksichtigt man das Maxwellsche Verteilungsgesetz, so hätte auch noch bei einem Fünftel dieser Temperatur eins unter 100 Molekülen die nötige Bewegungsenergie, um Quanten durch fortgesetzte Zusammenstöße auf so hohe Frequenz zu bringen. Zwar bewirkt dieser Energieverlust des Gases Abkühlung, die aber vielleicht durch Absorption von Quanten an anderen Stellen des Gases, wo Atombildung möglich ist, wieder ausgeglichen werden kann. Es könnte also ein gasförmiges Gebilde, dessen molekulare Geschwindigkeit fast an die Lichtgeschwindigkeit heranreicht, durch Comptoneffekte Quanten in Protonen und Elektronenpaare umwandeln.

Werner Kolhörster.

Elihu Thomson. Possible Explanation of the Zodiacal Light. Nature 120, 692—693, 1927, Nr. 3028. In Analogie zu dem vom Verf. beobachteten magnetooptischen Effekt in fein verteiltem Eisenstaub (Nature 107, 520, 1921; diese Ber. 2, 1322, 1921) wird folgende Hypothese zur Erklärung des Zodiakallichtes (oder Gegenscheins) aufgestellt: Vom Lichtdruck der Sonne getriebene kleine Eisenteilchen umgeben die Erde in äußerst geringer Dichte und werden in den am Äquator parallel zur Erdachse laufenden magnetischen Feldlinien angeordnet, so daß sie durch Zerstreuung des Sonnenlichtes dem in günstiger Stellung befindlichen Beobachter als Zodiakallicht sichtbar werden. Wigand.

L. A. Ramdas. The Raman Effect and the Spectrum of the Zodiacal Light. Nature 122, 57, 1928, Nr. 3063. Dem Verf. ist es gelungen, das Spektrum des an Ätherdampf zerstreuten Lichtes mit einem besonders konstruierten Spektrographen zu photographieren. Eine Aufnahme bei einer Belichtungszeit von

186 Stunden zeigte sehr deutlich die hervorstechendste Linie auf der Seite größerer Wellenlängen, dabei war das Intensitätsverhältnis dieser Linie zur einfallenden erregenden Linie beträchtlich kleiner als bei flüssigem Äther. Mit demselben Spektrographen wurde das Zodiakallicht bei einstündiger Belichtungszeit photographiert. Die sensibilisierte Platte zeigte ein kontinuierliches Spektrum mit ausgeprägter Calciumabsorptionslinie bei 4227 Å, aber keine Spur von Licht der Wellenlängen größer als 5000 Å, so daß es naheliegt, das Zodiakallicht als an Atomen und Molekülen gestreutes Licht aufzufassen, im Gegensatz zu der Vermutung Dufays, der als streuende Partikeln Teilchen größer als die Wellenlänge des Lichtes annimmt. Das Zodiakallicht muß neben den einfallenden erregenden, ganz kurzwelligen Strahlen noch modifizierte, weniger polarisierte Strahlen enthalten, womit sich die schwache Polarisation des Zodiakallichtes erklären würde.

H. Stuart.

Albert Defant. Gezeitenprobleme des Meeres in Landnähe. Mit 17 Abbildungen. 80 S. Hamburg, Verlag Henri Grand, 1925. (Probleme der kosmischen Physik, Band VI, herausgegeben von Christian Jensen und Arnold Schwassmann.) Im ersten Teil werden die Gezeitenwellen in Buchten und Kanälen an Hand der theoretischen Ansätze und Lösungen für verschieden geformte Meeresbecken unter Berücksichtigung der Erdrotation und der Reibung besprochen. Der zweite Teil bringt die Anwendung der behandelten Methoden auf die Untersuchung der Gezeiten einzelner Nebenmeere, wobei auch auf die nach den dargelegten Methoden noch nicht untersuchten Nebenmeere eingegangen wird.

Werner Kolhörster.

J. Proudman. On the Tides in a Flat Semicircular Sea of Uniform Depth. Month. Not., Geophys. Suppl. 2, 32—43, 1928, Nr. 1. Eine rein theoretische Arbeit, die die Gezeiten in einem halbkreisförmigen Meeresbecken behandelt. Besondere Berücksichtigung findet der Fall eines tiefen, mäßig ausgedehnten Meeres in 45° geographischer Breite. Die Ergebnisse lassen sich auf das Schwarze Meer anwenden. Die dort beobachtete, im negativen Sinne umlaufende Amphidromie von halbtägiger Periode und die positiv umlaufende, ganztägige Amphidromie können erklärt werden. Auch zeigt sich, daß die beobachteten Grundschwingungen des Schwarzen Meeres die längste mögliche Periode haben.

K. Jung.

S. Goldstein. A Special Case of Tidal Motion in Elliptic Basins. Month. Not., Geophys. Suppl. 2, 44—56, 1928, Nr. 1. Die Gezeiten eines elliptischen Meeresbeckens werden theoretisch untersucht, vorerst der Spezialfall, daß die Periode der Gezeitenbewegung gleich der Hälfte der „effektiven“ Rotationsdauer ($= 1 \text{ Tag} : \sin \varphi$) des Meeresbeckens ist. Eine Veröffentlichung über allgemeinere Fälle wird in Aussicht gestellt.

K. Jung.

Olaf Devik. Einige Neukonstruktionen meteorologischer Instrumente. ZS. f. Instrkde. 48, 218—228, 1928, Nr. 5. Der Verf. beschreibt zuerst ein neues Anemometer für Windstärke und Richtung. Ein Punkt der vertikalen Achse des Schalenkreuzes macht in einer der herrschenden Windgeschwindigkeit invers proportionalen Zeit eine volle Umdrehung. Auf der Schalenkreuzachse sitzt koaxial eine Windfahne mit Kontakteinrichtung. Das Schalenkreuz gibt nun Geschwindigkeitskontakte nach jeder ganzen Umdrehung auf einem Chronometerstreifen. Diese Kontakte sollen z. B. oberhalb der Zeitlinie registriert werden. Wenn ein bestimmter, durch Kontakteinrichtung hervorgehobener

Punkt eines auf die Geschwindigkeitsachse aufgesetzten Ringes unter die momentane Richtung der Windfahne zu liegen kommt, wird ebenfalls ein Kontakt erzeugt, der dann unterhalb der Zeitlinie registriert wird. Unter der Annahme, daß sich die Windgeschwindigkeit während einer Umdrehung des Schalenkreuzes nicht ändert, wird man aus der Lage des Richtungsstriches zwischen den beiden Geschwindigkeitsmarken auf die Richtung schließen können. Erfolgen die Geschwindigkeitsmarken z. B. bei N und liegt die Richtungsmarke in der Mitte zwischen zwei aufeinanderfolgenden Geschwindigkeitsmarken, so war die Richtung des Windes aus S usf. Das Anemometer dieser Konstruktion benötigt daher nur zwei Stromkreise mit drei Leitern. Jedenfalls eine überraschend geistreiche Lösung dieses unangenehmen Problems. — Als zweites Instrument wird ein „Wolkenrechen“ beschrieben, bei dem der „Rechen“ aus einem in Quadrate geteilten Rechteck aus Drähten angefertigt ist. Ein Wolken-theodolit wird so konstruiert, daß man die Wolke mittels eines über einer Scheibe drehbaren horizontalen Rohres und eines unter 45° davor montierten Konvexspiegels verfolgt. Die Rohrstellungen werden auf einem auf die Scheibe aufgelegten Kartonblatt mit einem Stecher markiert. — Als viertes Instrument wird ein Haarhygrometer beschrieben, bei dem die mit der Feuchtigkeit variable Länge eines Haarbüschels an einer Mikrometertrommel abgelesen wird. Das Haarbüschel ist auf der einen Seite an der Achse der Mikrometerschraube, an der anderen an einer Feder befestigt. Eine sinnreiche Einrichtung erlaubt es, dem Federende für den Moment der Ablesung immer eine gut definierte Nullstellung zu erteilen. Die Instrumente sind am Halddeobservatorium und am Geophysikalischen Institut in Tromsø erprobt worden. *Conrad-Wien.*

R. D. Kleeman. The abnormal specific heat of a rarefied gas at a low temperature, and the cosmic radiation. *Science* (N. S.) **67**, 512, 1928, Nr. 1742. Der Verf. weist darauf hin, daß Gase in sehr geringer molekularer Konzentration und bei Temperaturen nahe dem absoluten Nullpunkt eine abnorm hohe spezifische Wärme besitzen sollten, die einer wesentlichen Veränderung in der Konfiguration der Elektronenhülle bei so tiefen Temperaturen entspricht. Dabei durchfallen einige dieser Elektronen so hohe Potentialdifferenzen, daß die damit verbundene hochenergetische γ -Strahlung die Durchdringungsfähigkeit der „Höhenstrahlung“ erreicht. Die im interstellaren Raume sowie an der Grenze der Erdatmosphäre herrschenden Verhältnisse entsprechen den Bedingungen für obige abnorme Atomeigenschaften, so daß mit einer Entstehung der Höhenstrahlung in diesen Gebieten gerechnet werden könnte. *K. W. F. Kohlrausch.*

R. Esnault-Pelterie. Sur la loi de variation de densité de l'atmosphère en fonction de l'altitude. *C. R.* **187**, 55—56, 1928, Nr. 1. Unter der Annahme eines idealen Gases und der Störungsfreiheit durch vertikale Strömungen leitet Verf. die Formel ab:

$$\ln \frac{\rho}{\rho_0} = \ln \frac{T_0}{T} - \frac{gM}{R} \int_{Z_0}^Z \frac{dZ}{T}.$$

Hierin ist ρ die Dichte, T die absolute Temperatur, g die Erdbeschleunigung, M das Molekulargewicht, R die Gaskonstante und Z die Höhe. T als Funktion von Z sei nicht sehr verschieden vom linearen Verlauf. Man erhält schließlich unter Hinzuziehung des Boyle-Mariotteschen Gesetzes:

$$\ln \frac{p_0}{p} = -\frac{g \cdot M}{R} \left(\frac{Z - Z_0}{6} \right) \left(\frac{1}{T_0} + \frac{4}{T_m} + \frac{1}{T} \right),$$

so daß der Höhenunterschied $Z - Z_0$ durch Messung von T und p bestimmt werden kann. Die Feuchtigkeit bleibt, zumal wenn es sich um größere Höhen handelt, ohne wesentlichen Einfluß. H. Ebert.

Napier Shaw. Salt Crystals as Nuclei of Sea Fog Particles. Nature 121, 866, 1928, Nr. 3057.

J. S. Owens. Salt Crystals as Nuclei of Sea Fog Particles. Nature 121, 866, 1928, Nr. 3057. Shaw veröffentlicht eine ihm von Owens zugegangene Mitteilung über einen in der Bucht von Biskaya beobachteten Seenebel. Dieser ließ den bei schönem Wetter und Westwind aufkommenden Nebel in ein blankgeputztes Wasserglas wehen. Nach einer Stunde waren sichtbare Flecken auf dem Glase, die nach mehreren Stunden als aus kleinen Flüssigkeitströpfchen bestehend zu erkennen waren. Verschiedene Versuche ließen auf einen starken Salzgehalt dieser Tröpfchen schließen, so daß anzunehmen ist, daß sich die Nebelteilchen um Salzkristalle bilden. Die relative Feuchtigkeit bräucht dann zur Bildung eines solchen Nebels nur bis auf etwa 74 % zu steigen. Güntherschulze.

W. Ekman. Eddy-viscosity and skin-friction in the dynamics of winds and ocean currents. Mem. Roy. Meteorol. Soc. London 2, 161—172, 1928, Nr. 20. Die vertikale Verteilung der horizontalen Geschwindigkeit in Luft und Wasser im stationären Zustand wird auf rotierender Erde bestimmt durch die Dichte ϱ , den Druckgradienten, die geographische Breite und den virtuellen Reibungskoeffizienten μ . Sie wird veranschaulicht durch die Geschwindigkeitskurve, in die eine vertikale Linie deformiert wird, wenn ihre Punkte während einer Zeiteinheit der mittleren horizontalen Bewegung folgen. Wenn der kinematische virtuelle Reibungskoeffizient $k = \mu/\varrho$ im ganzen Raume konstant ist, so ist die Geschwindigkeitskurve infolge der Reibung an der Erdoberfläche eine dreidimensional ausgezogene logarithmische Spirale; die Höhe jeder halben Drehung heißt Reibungstiefe D . Der Winkel α zwischen Gradientwind und Wind an der Erdoberfläche ist gleich 45° , wenn k unabhängig von der Höhe ist. Die Beobachtungen geben andere Werte für α ; die Theorie muß also die Änderung von k mit der Höhe berücksichtigen. Ein Ansatz von H. Solberg ($\varrho = \text{const}$, μ quadratische Funktion der Höhe) führt mathematisch zu lösaren Gleichungen, ist aber physikalisch bedenklich. Ekman betrachtet deshalb eine zweigeteilte Atmosphäre: eine dünne Oberflächenhaut (Dicke δ klein gegen Reibungstiefe D_s), in der die Geschwindigkeit trotz der Erdrotation überall dieselbe Richtung hat, nämlich die der Scherung, und die darüberliegende freie Atmosphäre mit der Reibungstiefe D . Als Oberflächenwind V_s wird der Wind an der unteren Grenze der freien Atmosphäre bezeichnet, also in der Höhe δ über dem Boden, die zwischen 6 m über Land und 1 m über See variiert. Die Anemographen liegen also schon über die Oberflächenhaut. Die weitere Rechnung benutzt ozeanographische Erfahrungen; für die Oberflächenreibung wird mit G. I. Taylor $T = \kappa \varrho V_s^2$ angesetzt (κ dimensionslose Konstante). Sie schließt mit einer Tabelle für die Abhängigkeit des Winkels α zwischen V_s und Gradientwind von der geographischen Breite; α wächst erst nahe am Äquator gegen den Grenzwert von 45° . Bei winderzeugten Meeresströmungen werden drei Oberflächenhäute unterschieden: die untere Luftschicht, die obere Wasserschicht und die Schicht am Meeresboden. Aus Beobachtungen der Wasserbewegung vom Boden aufwärts bis zur entsprechenden Reibungstiefe würden sich die fundamentalen Koeffizienten der virtuellen inneren und Oberflächenreibung für die Theorie der Meeresströmungen berechnen lassen.

J. Bartels.

T. Okada and T. Yamada. On the effect of topography on the diurnal variation of wind direction. *Geophys. Mag. Tokyo* 1, 105—129, 1928, Nr. 4. Der tägliche Gang der Windkomponente im Jahresmittel an 14 ausgewählten japanischen Stationen wird nach Beobachtungen von 1924 bis 1926 berechnet und harmonisch analysiert; das Material wird in ausführlichen Tabellen und Tafeln mitgeteilt. Die Hauptachse der Ellipse, die die tägliche Luftbewegung darstellt, liegt bei Inlandstationen in der Talrichtung, bei Küstenstationen senkrecht zur Küste, ist also topographisch bedingt. *J. Bartels.*

Wilhelm Schmidt. Der Massenaustausch in freier Luft und verwandte Erscheinungen. Mit 5 Figuren. 118 S. Hamburg, Verlag Henri Grand, 1925. (Probleme der kosmischen Physik, Band VII, herausgegeben von Christian Jensen und Arnold Schwassmann.) Von welcher Bedeutung das Austauschproblem für die verschiedensten Fragen der Meteorologie, Aerophysik, Meeres- und Seenforschung ist, erkennt man in dem vorliegenden Heft, das in alle solche Fragen einführt und sich zum Ziele setzt, den Leser so weit zu fördern, um selbstständig auf diesem Gebiet arbeiten zu können. *Werner Kolhörster.*

S. Chapman and M. Hardman. The lunar atmospheric tide at Helwan, Madras and Mexico. *Mem. Roy. Meteorol. Soc. London* 2, 153—160, 1928, Nr. 19. Nach einem ähnlichen Reduktionsverfahren wie in früheren Arbeiten werden die lunaren atmosphärischen Gezeiten aus folgendem Material abgeleitet: Helwan (Ägypten, 30,0° N) 3100 Tage, Madras (13,1° N) 5700 Tage, Mexiko (19,4° N) 5600 Tage. Es werden Gruppen entsprechend der unperiodischen Tagesamplitude gebildet, deren Ergebnisse, mit Gewichten versehen, zu einem Gesamtmittel vereinigt werden. Im Jahresmittel sind die Amplituden der halbtägigen lunaren Welle des Luftdrucks an den drei genannten Stationen 36, 53 und 35 microbar (dyn/cm²); der Eintritt des Druckmaximums verspätet sich gegen die Mondkulmination um 54, 70 und 33 Zeitminuten mittlerer Sonnenzeit. Die Ergebnisse werden zusammen mit den früheren in einem Vektordiagramm dargestellt, für das die Bezeichnung „harmonic dial“ angenommen wird (als deutschen Ausdruck hat der Ref. „Periodenuhr“ vorgeschlagen, *ZS. f. Geophys.* 3, 389, 1927). Die atmosphärische Flut an den drei Orten paßt gut zu den bisher bekannten Werten, auch zeigt sich wieder die merkwürdige jahreszeitliche Veränderung. Die Unregelmäßigkeiten werden auf Schwankungen der Unterlage (Ebbe und Flut der Ozeane und der festen Erde) zurückgeführt; sie sollen später ausführlicher diskutiert werden, wenn weiteres Material vorliegt. *J. Bartels.*

Karl C. Berz. Über die Bildung der Hagelkörner und über die Ursache des polymorphen Auftretens des festen Wassers. *Kolloid-ZS.* 41, 196—200, 1927, Nr. 3.

Ingelf Sestoft. Om Aerologi og Aeronautisk Meteorologi. *Fysisk Tidsskr.* 26, 66—87, 1928, Nr. 2/3. *Scheel.*

W. Hiller. Die Zone der anormalen Hörbarkeit im kleinen. *ZS. f. Geophys.* 4, 157—158, 1928, Nr. 3. Es werden gelegentliche Beobachtungen mitgeteilt, nach denen auch bei sehr kurzen Entfernungen von der Schallquelle (2 km) anormale Hörbarkeit bei bestimmten Wetterlagen auftritt. Der Rathaus-turm von Stuttgart war dem Verf. durch einen Hügel verdeckt. Sein Glockenschlag konnte jedoch gehört werden bei mit der Höhe zunehmendem Winde, der von der Schallquelle zum Beobachter wehte, und bei windstillen Hochdruck-

wetterlagen, wenn in wenigen hundert Metern eine Inversion vermutet werden konnte. Einmal konnte diese Inversion an der pinienförmigen Ausbreitung einer Rauchfahne festgestellt werden. *K. Jung.*

J. Bartels. Die höchsten Atmosphärenschichten. *Naturwissenschaft.* **16**, 301—307, 1928, Nr. 18. Nach einem kurzen Überblick über die Ergebnisse der Aerologie werden folgende Fragen behandelt, die sich auf die bisher nicht erreichten Luftschichten oberhalb 30 km beziehen: Zerstreuung in den Weltraum, optische Erscheinungen (Dämmerung, leuchtende Nachtwolken, Sternschnuppen, Polarlicht), Ozon, Schallausbreitung, Druck und Zusammensetzung, erdmagnetische Aufschlüsse, elektrische Wellen, Ionisation und Leitfähigkeit. *J. Bartels.*

P. O. Pederson. Den højere atmosfæres sammensætning, tryk, temperatur og elektriske ledningsevne i belysning af radiobølgernes udbredelsesforhold. *Medd. Kopenhagen* **8**, Nr. 4, 16 S., 1927. Kurz zusammenfassende Darstellung der Schlüsse über die Zusammensetzung, den Druck, die Temperatur und die elektrische Leitfähigkeit der höheren Atmosphärenschichten, die sich aus der Ausbreitung der drahtlosen Wellen ergeben. *Güntherschulze.*

Odd Dahl and L. A. Gebhardt. Measurements of the effective heights of the conducting layer and the disturbances of August 19, 1927. *Proc. Inst. Radio Eng.* **16**, 290—296, 1928, Nr. 3. Die wirksame Höhe der reflektierenden Schicht in der oberen Atmosphäre wurde mit einer etwas abgeänderten, nach dem Verfahren von Breit und Tuve arbeitenden Versuchsanordnung gemessen. Die in der Zeit vom 15. bis 25. August 1927 ausgeführten Versuche umfassen eine Periode starker Störungen im drahtlosen Überseeverkehr. Bemerkenswert ist der zeitlich auf die Störungen folgende Anstieg der Höhe der Schicht. Gleichzeitig auf dem Mount-Wilson-Observatory gemachte Sonnenaufnahmen zeigen einen ungewöhnlich wirksamen Sonnenfleck. *Sewig.*

E. O. Hulburt. Ionization in the upper atmosphere. *Proc. Inst. Radio Eng.* **16**, 174—176, 1928, Nr. 2. Aus rein qualitativen Überlegungen wird geschlossen, daß die ultraviolette Strahlung der Sonne die wesentliche Ursache für die Bildung der Kennelly-Heavisideschen Schicht ist, und daß andere Ursachen, α - und β -Strahlung, nur von sekundärer Bedeutung sind. (Immerhin können dieselben ziemlich in Erscheinung treten, wie die Untersuchungen über die Zusammenhänge zwischen drahtloser Übertragung und Sonnenflecken zeigen.) Die Existenz leitender Schichten oberhalb der Hauptschicht, die ihre größte Elektronendichte in etwa 150 bis 200 km Höhe hat, ist unwahrscheinlich. *Sewig.*

Harald Norinder. Some electrophysical conditions determining lightning surges. *Journ. Frankl. Inst.* **205**, 747—765, 1928, Nr. 6. Einleitend versucht der Verf. die Verteilung der Raumladungen der atmosphärischen Elektrizität und der Feldstärken rechnerisch zu erfassen. Dazu werden verschiedene, stark vereinfachende Annahmen gemacht, deren zahlenmäßige Unterlagen auf die Messungen von Geschwind über die elektrische Ladung von Regentropfen bei Gewitter zurückgehen. Der experimentelle Teil der Arbeit bringt eine Untersuchung über Blitzentladungen in einer aperiodisch gedämpften Versuchsantenne von 200 m Länge und 5 m Höhe über dem Erdboden. Die Aufnahmen wurden mit einem für diesen Zweck besonders eingerichteten Kathodenstrahloszillographen gemacht, der eine Empfindlichkeit in der Zeitachse von einigen Mikrosekunden hat, und bei welchem das abgelenkte Elektronen-

bündel selbst als die Zeitablenkung auslösendes Relais dient. Die Entladungen waren ausnahmslos nichtoszillatorisch, nur bei einigen Aufnahmen von einer hochfrequenten Schwingung überlagert, deren Amplitude nur einige Prozent von der der Hauptentladung betrug. In bezug auf Blitzüberspannungen in Freileitungen konnte auf das Auftreten von drei Typen geschlossen werden: 1. indirekte, bei welchen die Leitung von keinem Blitz getroffen wird; 2. direkte, bei welchen der Blitz die Leitung trifft oder von ihr ausgeht; 3. eine Kombination zwischen 1. und 2. Sowohl aus theoretischen Überlegungen wie aus den Messungen geht hervor, daß positive Entladungen häufiger sind. *Sewig.*

E. Mathias. Sur une curieuse photographie d'éclair obtenue dans la région du Lac des Quatre-Cantons. C. R. 186, 1334—1336, 1928, Nr. 20. Es wird eine am Vierwaldstätter See von einem Amateur angefertigte Aufnahme beschrieben, die neben einer interessanten Erscheinung von Linienblitzen zum erstenmal objektiv das Entstehen eines Kugelblitzes zeigt, wie er schon von vielen Beobachtern beschrieben worden ist. *Sewig.*

K. F. Bottlinger. Zur Frage nach der Natur der Kugelblitze. Naturwissensch. 16, 220, 1928, Nr. 13. Über die Natur und den Bildungsmechanismus der Kugelblitze ist nichts Sicheres bekannt. Verf. vermutet, daß durch die bei Gewittern auftretenden unkontrollierbar hohen Potentialdifferenzen lokale Atomzertrümmerungen eingeleitet werden (Stickstoff?), die nach Aufhören der äußeren Anregung langsam „verlöschen“. Der Kern eines Kugelblitzes wäre demnach ein für kurze Zeit radioaktives Zentrum. *Sewig.*

G. Armellini. Sopra l'assorbimento selettivo dell' atmosfera terrestre e sulla temperatura stellare effettiva ed apparente. Lindei Rend. (6) 5, 536—541, 1927, Nr. 8. Unter Benutzung des Planckschen bzw. Wienschen Strahlungsgesetzes läßt sich aus den für zwei verschiedene Wellenlängen bestimmten Intensitäten eines Sternes dessen Temperatur berechnen, wobei vorausgesetzt ist, daß sich der Stern wie ein vollkommen schwarzer Körper verhält. Es ist zu berücksichtigen, daß ein gewisser Teil der zugestrahlten Energie in der Atmosphäre absorbiert wird, so daß zwischen scheinbarer Temperatur T' und effektiver Temperatur T zu unterscheiden ist. Sind die zugehörigen Intensitäten $i(\lambda)$ bzw. $J(\lambda)$ und ist z die Zenitdistanz des Sternes, so gilt

$$i(\lambda) = J(\lambda) e^{-\gamma \sec z},$$

wo γ eine Funktion von λ ist. Nach den Beobachtungsergebnissen kann $\gamma = p + q/\lambda$ gesetzt werden mit $p = -0,299$; $q = 3220$. Mit diesem Ansatz wird gezeigt, daß mit den Abkürzungen

$$\frac{1}{T'} = \frac{1}{T} + \frac{q \sec z}{h},$$

$$C' = C e^{-p \sec z}$$

sich auch für die Energieverteilung im Spektrum nach erfolgter Absorption durch die Erdatmosphäre das Wiensche Strahlungsgesetz ergibt:

$$i = \frac{C'}{\lambda^5 e^{\frac{C_1}{\lambda T'}}}.$$

Für die Differenz zwischen T' und T ergibt sich

$$T' - T = \Delta T = -\frac{q}{C_1} T^3 \sec z.$$

Verf. geht sodann noch auf die Farbindices ein.

Picht.

Rayleigh. The Light of the Night Sky: its Intensity Variations when analysed by Colour Filter. III. Proc. Roy. Soc. London (A) **119**, 11—33, 1928, Nr. 781. Durch eine Anzahl Mitarbeiter wurde die Intensität des Lichtes des Nachthimmels in einer über die ganze Erde zerstreuten Zahl von Stationen gemessen. Wie bei früheren Versuchen wurden Farbfilter angewandt, um das Gebiet der grünen Nordlichtlinie so gut wie möglich von den roten und blauen Gebieten des Spektrums auf ihren beiden Seiten zu trennen. Die drei Gebiete werden rote, Nordlicht- und blaue Komponente benannt. Das Hauptergebnis ist, daß die Intensität jeder dieser Komponenten den gleichen Mittelwert mit den gleichen Schwankungen hat, wie sie früher in England gefunden worden sind. Die meisten Variationen der Intensität sind unregelmäßig und stehen bei den verschiedenen Stationen nicht miteinander in Beziehung. Vielleicht sind bei näher zusammen befindlichen Stationen Zusammenhänge zu finden. Eine über fünf Jahre fortgesetzte Beobachtung in England scheint eine bestimmte Jahresperiode zu ergeben. Die Amplitude der Schwankung entspricht einem Intensitätsverhältnis 1,6. Das Maximum liegt im Oktober. Eine ähnliche Schwankung mit entgegengesetzter Phase scheint auf der südlichen Halbkugel vorzuliegen. Doch genügen die bisherigen Beobachtungen für sichere Angaben noch nicht. Außer der Jahresschwankung deuten die Beobachtungen in England noch auf eine dauernde Zunahme der Intensität von Jahr zu Jahr, derart, daß der Mittelwert von vier Jahren auf das 1,3fache stieg. Die Zunahme erfolgte beim Übergang vom Sonnenfleckmaximum und wird vielleicht zu einer Periode von elf Jahren führen. Eine statistische Untersuchung der Intensitäten derjenigen Stationen, die nördlich genug liegen, um durch Nordlicht beeinflusst zu werden, zeigt, daß das Nordlicht eine Sondererscheinung ist, die nicht in das Schema der Intensitätsverteilung des Nachthimmels paßt.

Güntherschulze.

G. Cario. The green auroral line. Journ. Frankl. Inst. **205**, 515—518, 1928, Nr. 4. Die kräftigste Nordlichtlinie hat die Wellenlänge $5577,35 \text{ \AA}$ und gehört nach Mc Lennan dem Sauerstoff. Bis jetzt ist es nicht möglich gewesen, diese Linie zu erregen, ohne daß auch andere Sauerstofflinien auftraten, während sie im Nordlicht die einzige Sauerstofflinie ist. Nach Hund besitzt der Sauerstoff außer einem Triplett- und einem Quintettspektrum ein Singulettpektrum. Die grüne Nordlichtlinie hat eine Frequenz gleich der Differenz zweier Singulettlinien und ist demnach eine verbotene Linie. Wenn diese beiden Linien einen gemeinsamen höchsten Term haben, so muß die Anregungsspannung der Nordlichtlinie sehr niedrig sein, höchstens 1 Volt mehr als das niedrigste Triplett-niveau. Nach Ansicht des Verf. werden in der obersten Atmosphäre Sauerstoffatome in dem unteren Singulettzustand photochemisch gebildet. Bis jetzt wurde nur eine Absorptionsbande des Sauerstoffs beobachtet, die bei 1750 \AA endet und nach kürzeren Wellen läuft, mit einem Maximum etwa 1,5 bis 1,8 Volt von der Grenze. Condon hat diesen Abstand zu etwa 0,4 Volt berechnet. Verf. vermutet daher, daß ein zweites Bandensystem in diesem Bereich liegt. Das würde bedeuten, daß die Moleküle nicht nur in Atome im Triplettzustand dissoziieren, sondern auch in Atome im Singulettzustand mit 0,5 bis 1,5 Volt höherer Energie als im untersten Triplettzustand. Die Erregung der Singulettatome kann durch Elektronen- oder Ionenstoß oder durch Chemilumineszenz bei der Wiedervereinigung von Atomen geschehen.

J. Holtsmark.

Ragnar Lundblad. Till frågan om solstrålningens variabilitet. Ark. f. Mat., Astron. och Fys. **17**, Nr. 14, 57 S., 1923, Nr. 3/4. Verf. spricht sich gegen

die Realität der Sonnenstrahlungsschwankungen aus. Durch mathematische Diskussion des Beobachtungsmaterials kommt er zu dem Schluß, daß es sich um atmosphärische Schwankungen handelt. *Gerlach.*

B. Numerov. Graphische Methode zur Bestimmung des topographischen Einflusses und des Einflusses der unterirdischen Massen auf die gravimetrischen Beobachtungen. *ZS. f. Geophys.* 1, 367—371, 1925, Nr. 8.

B. Numerov. Corrections of observations made by means of a gravitational variometer with respect to topography. (Russisch mit englischem Auszug.) *Bull. astronomique Leningrad* 1927, S. 193—210, Nr. 17.

B. Numerov. Die topographische Reduktion bei Drehwaagenbeobachtungen. *ZS. f. Geophys.* 4, 117—134, 1928, Nr. 3. Die dritte der genannten Arbeiten ist eine fast wörtliche Übersetzung der zweiten, die erste ein kurzer, vorläufiger Bericht. Es wird für die Stationsnähe bei Drehwaagenmessungen ein numerisches Verfahren der topographischen Reduktion ausgearbeitet, für die weiter entfernten Geländeteile ein graphisches. Die Darstellung ist übersichtlich und sehr ausführlich gehalten, kleine sprachliche Ungeschicklichkeiten in der dritten der genannten Veröffentlichungen stören kaum. Das numerische Verfahren ist den bereits im Gebrauch befindlichen Methoden von Eötvös und Schweydar sehr ähnlich. Wie bei diesen wird auch hier auf bestimmten Kreisen in bestimmten Azimuten um die Station herum nivelliert. Während bei Eötvös die Höhendifferenzen gegen den Fußpunkt des Instruments in die endgültigen Formeln direkt eingesetzt und bei den genaueren Formeln von Schweydar die Höhendifferenzen gegen den Gehängeschwerpunkt und deren Quadrate verwendet werden, treten bei Numerov bestimmte Funktionen A und B der Gelände- und Schwerpunkthöhe auf, die in die Formeln einzusetzen sind. Die Formeln sind für Nivellements in 8, 16 und 32 Azimuten entwickelt, die Funktionen A und B sind für die Schwerpunkthöhe von 1 m berechnet und in der russischen Arbeit in umfangreichen Tabellen gebrauchsfertig wiedergegeben. Eine Spalte gibt die Änderung der Funktionswerte bei Änderung der Schwerpunkthöhe um 1 cm. Die der deutschen Übersetzung beigegebenen Tabellen mußten aus Raummangel leider empfindlich gekürzt werden. Die aufzuwendende Arbeit dürfte etwas größer als bei Anwendung der Eötvösschen Formeln sein und der bei der Schweydarschen Methode aufzuwendenden Arbeit gleichkommen. An Genauigkeit steht sie der Schweydarschen Methode nicht nach. Ihre Brauchbarkeit wird an einem einfachen Beispiel, das sich anderweitig direkt berechnen läßt, erwiesen. Das graphische Verfahren teilt das Gelände durch Radien und Kreise in Felder ein. Bei überall konstanter Höhe ist die Wirkung jedes der Felder auf das Instrument dieselbe, es ist also einfach auszuzählen. Ist die Höhe nicht konstant, so muß die Wirkung jedes Feldes mit einem von der Geländehöhe und der Schwerpunkthöhe abhängigen Faktor multipliziert werden. Leider ist eine tabellarische Darstellung dieses Faktors nicht beigegeben. Die Einteilung des Geländes in Felder zeigen zwei Diagramme. *K. Jung.*

J. H. Jones and R. Davies. The Measurement of the Second Derivatives of the Gravitational Potential over a Buried Anticline. *Month. Not., Geophys. Suppl.* 2, 1—32, 1928, Nr. 1. Die Verf. haben über einer im Untergrund verborgenen Antiklinale bei Ahwaz Fold (Persien) Gradient und Krümmungsgröße mit der Drehwaage gemessen. Den eigentlichen Mitteilungen über die Messungen und ihre Auswertung gehen Ausführungen über die Theorie

der Drehwaage und experimentelle Ergebnisse von Messungen der Temperaturabhängigkeit voraus. Die Nullageänderungen sind nicht der Temperatur, sondern der Temperaturänderung proportional. Ausführungen über die Terrainkorrektur bringen eine kurze Wiedergabe der Schweydarschen Methode. Im Hauptteil werden zunächst die Messungsergebnisse genau wiedergegeben. 28 Stationen liegen in drei Linienzügen, die die Streichrichtung der Antiklinale senkrecht schneiden. Es werden von den Gradienten und den Krümmungsgrößen die den Linienzügen parallelen Komponenten berechnet und bei der Ausdeutung verwertet. Aus einer graphischen Darstellung ist zu sehen, daß sie sich ungewöhnlich regelmäßig verhalten. Das Maximum des Gradienten und der Nullwert der Krümmungsgröße fallen zusammen und liegen über der geologisch erkennbaren Achse der Antiklinalen. Hieraus ist zu schließen, daß der Abfall der Antiklinale fast senkrecht, der andere sehr flach sein muß. Es folgen theoretische Überlegungen über die Wirkung von Antiklinalen auf Gradient und Krümmungsgröße. Schließlich werden Tiefe, Neigungswinkel und Dichteunterschied aus den Drehwaagemessungen bestimmt. Auffallend ist die gute Übereinstimmung der aus Gradient und Krümmungsgröße erhaltenen Resultate mit den aus dem Gradient allein gefundenen. Kleine Unregelmäßigkeiten der gemessenen Werte lassen sich zwanglos dadurch erklären, daß man unter der berechneten Antiklinale eine weitere Antiklinale annimmt. Deren Lage und Dichteunterschied wird näherungsweise bestimmt.

K. Jung.

J. Koenigsberger. Mächtigkeitsbestimmung von Deckschichten über Spalten durch Radioaktivitätsmessungen. *ZS. f. Geophys.* 4, 76—83, 1928, Nr. 2. Die Luftionisation durch die Strahlungen der Radiumemanation ist bekanntlich über tektonischen Spalten größer als anderwärts. Aus der Gestalt der Kurve, welche die Abhängigkeit der Ionisation vom Orte wiedergibt, läßt sich die Mächtigkeit der eine solche Spalte bedeckenden Schicht (Humusdecke, Alluvium, Diluvium usw.) ermitteln, wofür eine vereinfachte Theorie aus der Diffusionsdifferentialgleichung unter Anwendung der Bildmethode entwickelt und deren Anwendung an einigen Beispielen erläutert wird.

Koenigsberger.

Wilhelm Anderson. Prüfung der Theorie von R. W. Gurney an den Heliumlinien der Chromosphäre. *ZS. f. Phys.* 49, 749—752, 1928, Nr. 9/10. Die Sonnenstrahlen üben auf die Ca^{++} -Atome nur einen sehr geringen Strahlungsdruck aus, der viel zu klein ist, um die Gravitationswirkung aufzuwiegen. Wenn also in der Chromosphäre Ca^{++} -Atome entstehen, müssen sie, der Schwerkraft gehorchend, niederfallen, wobei sie relativ große Geschwindigkeiten erhalten. R. W. Gurney stellt nun die Hypothese auf, daß der Stoß solcher herabfallenden Atome eine merkliche Rolle bei der Anregung (bzw. Ionisation) der Chromosphärengase spielen kann. In der vorliegenden Untersuchung wird die Theorie von R. W. Gurney an der Heliumlinie λ 5876 und an der dem ionisierten Helium angehörenden Linie λ 4686 geprüft. Es zeigt sich nun, daß die Höhen, bis zu welchen diese Linien in der Chromosphäre zu sehen sind, sich mit Gurneys Theorie (unter gewissen Voraussetzungen) in guter quantitativer Übereinstimmung befinden. Jedenfalls ließe sich das Auftreten der Linie λ 4686 in der Chromosphäre sehr schwer erklären, wenn man Gurneys Theorie verwerfen wollte.

Scheel.

Geophysikalische Berichte.

Ivo Ranzi. Una priorità italiana, l'attinometro a distillazione del Bellani. Cim. (N. S.) 5, CXXIX—CXXXI, 1928, Nr. 6. *Güntherschulze.*

P. Lejay. Sur un procédé d'enregistrement des oscillations de pendule libre, et son application aux mesures de gravité. C. R. 186, 1827—1830, 1928, Nr. 26. In dem Journ. d. Observateurs 10, 153, 1927, Nr. 12 hat Verf. eine Registriereinrichtung für die Schwingungen eines freien Pendels beschrieben, die darauf beruht, daß das Pendel bei jedem Durchgang durch die Vertikale die Wellenlänge eines funkentelegraphischen Senders ändert. Diese Vorrichtung hat den Nachteil, daß sie eine Regulierung des Empfängers erfordert, der auf die ausgesandte Wellenlänge abgestimmt sein muß. Die hierdurch erzeugte Schwierigkeit in der Registrierung der Schwingungen des Pendels hat Verf. beseitigt. Sender- und Empfangsantenne enden in einem feinen Faden bzw. in einer kleinen Platte, die in der Schwingungsebene des Pendels angebracht sind. Während des Durchgangs durch die Vertikale bildet das Uhrpendel gleichsam eine Brücke zwischen beiden Antennen, wodurch während eines kurzen Zeitmoments eine Änderung in der Intensität der Wellen erzeugt wird, die zur Registrierung der Pendelschwingungen ausgenutzt wird. Bei Verwendung der gewöhnlichen Oszillographen und Rußschreiber läßt sich die $\frac{1}{1000}$ Sekunde ablesen, bei photographischer Registrierung die $\frac{1}{10000}$ Sekunde. Verf. hat seine Idee auch auf das Schwebependel angewandt. Die angestellten Versuche lassen indessen noch nicht genügend deutlich erkennen, ob die Schwingungsdauer des Pendels durch die funkentelegraphische Registrierung in einer zu vernachlässigenden Weise geändert wird. *Schmehl.*

R. Wavre. Sur la déviation de la verticale avec la profondeur. C. R. Séance Soc. de phys. de Genève 45, 44—46, 1928, Nr. 1. [Suppl. Arch. sc. phys. et nat.] Für den Fall der „Rotation zweiter Art“, in der die Rotationsgeschwindigkeit auf der Oberfläche und im Innern des Planeten variabel und allein vom Abstand von der Rotationsachse abhängig ist, werden Formeln aufgestellt, die die Änderung der Hauptkrümmungsradien der Niveauläche und der Lotrichtung mit der Tiefe berechnen lassen. In den Formeln kommen außer den zu berechnenden Größen nur die Schwerkraft, die Lotrichtung und die Änderung der Schwerkraft längs des Meridians vor, also lauter Größen, die sich an der Erdoberfläche bestimmen lassen. *K. Jung.*

Pierre Dive. Sur une généralisation d'une formule utile pour la Géodésie. C. R. Séance Soc. de phys. de Genève 45, 46—50, 1928, Nr. 1. [Suppl. Arch. sc. phys. et nat.] Für Rotationen „zweiter Art“, bei denen die Winkelgeschwindigkeit aus der Oberfläche und im Innern des Planeten variabel und nur von dem Abstand von der Rotationsachse abhängig ist, hat R. Wavre eine Beziehung zwischen der Zunahme dg/dn der Schwerkraft mit der Tiefe, der mittleren Krümmung C der Niveauläche, dem Potential der Winkelgeschwindigkeit ω der Rotation und der Dichte ϱ abgeleitet (vgl. vorst. Ref.). Diese Formel wird vom Verf. für beliebige Rotationen verallgemeinert. Er erhält:

$$\frac{dg}{dn} = 2gC - 4\pi f\varrho + 2P\frac{\partial\omega^2}{\partial l^2} + 2\omega^2.$$

Hierbei ist die n -Richtung auf der Fläche gleicher Dichte senkrecht, die nicht mehr mit der Niveauläche zusammenfällt, C bezieht sich nach wie vor auf die

Niveaulfläche. l ist der Abstand von der Rotationsachse, f die Gravitationskonstante. Besonders angeführt wird der für die Geodäsie wichtige Spezialfall, daß ω auf der Oberfläche des Planeten konstant ist. *K. Jung.*

C. Somigliana. Sulla gravità normale e la formola di Helmert. *Lincei Rend.* (6) 7, 531—538, 1928, Nr. 7. Ausgehend von früheren Rechnungen des Verf., wird eine theoretische Schwereformel abgeleitet, die die Schwereintensität in beliebiger Breite aus der am Äquator und am Pol und aus der Abplattung zu berechnen gestattet. Unter Annahme der Abplattung $\frac{1}{297}$ werden durch Einführen der aus der Helmhertschen Formel folgenden Schwerewerte für Äquator und Pol die Koeffizienten der theoretischen Schwereformel numerisch bestimmt. Es zeigt sich eine auffallende Übereinstimmung mit den rein empirisch gefundenen Koeffizienten der Helmhertschen Formel. Es lassen sich also theoretische Betrachtungen bei der Aufstellung einer Schwereformel weitgehend verwenden. Wie man die Schwerewerte für Äquator und Pol aus drei beliebigen Breiten entsprechenden Schwerewerten berechnen kann, wird im letzten Abschnitt angegeben. *K. Jung.*

Arthur Holmes. Rock-lead, ore-lead, and the age of the earth. *Nature* 117, 482, 1926, Nr. 2944. *Güntherschulze.*

J. Joly and J. H. J. Poole. The Origin of the Earth's Surface Structure. *Nature* 119, 674, 1927, Nr. 3001. Schließt an den Brief der Verf. an die *Nature* vom 9. April 1928 an. Es ist für die Berechnung des Erdalters gleichgültig, ob die tieferen Schichten aus Dunit oder Eklogit bestehen, da beide gleiche Dichte haben und sich wenig in der Radioaktivität unterscheiden. Auch wenn angenommen wird, daß die tieferen Schichten aus Diorit bestehen, gilt noch die Regel, daß mit der Tiefe die Dichte zu- und die Radioaktivität abnimmt. *Güntherschulze.*

Friedrich Errulat. Die Methoden der Erdbebenforschung. Mit 45 Abbildungen und einer Tafel. Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden, herausgegeben von Emil Abderhalden. Abt. II. Physikalische Methoden. Teil 2, S. 2151—2262, Nr. 8. Berlin, Urban & Schwarzenberg, 1928. *Scheel.*

N. A. Critikos. Sur des phénomènes sismiques produits avant et depuis l'éruption du volcan de Santorin. *C. R.* 181, 923—925, 1925, Nr. 23. *Güntherschulze.*

A. Proviero. Sull' uso dello smorzamento nei sismografi. *Lincei Rend.* (6) 3, 321—324, 1926, Nr. 6. Verf. untersucht den Einfluß der Dämpfung auf die Wirkungsweise der Seismographen und kommt zu dem Schluß, daß es nicht nötig ist, bei den Seismographen eine Dämpfung anzuwenden. *Güntherschulze.*

E. Gherzi. Le problème des microséismes à groupes. *ZS. f. Geophys.* 4, 147—150, 1928, Nr. 3. Die Arbeit ist die Fortsetzung einer Diskussion mit Gutenberg und im besonderen eine Antwort auf Gutenbergs Veröffentlichung in der *ZS. f. Geophys.* 3, 7, 328, 1927. Verf. legt noch einmal dar, wieso er zu der Ansicht gekommen ist, daß die regelmäßigen Perioden der Bodenbewegung von 4 bis 8 Sekunden eine unmittelbare Wirkung der Druckschwankungen beim Auftreten einer Zyklone sind. Er weist darauf hin, daß auch ein Tiefdruckgebiet über dem Kontinent diese regelmäßigen Perioden erzeugen kann, wenn es genügend stark ist und keine Störungen den Effekt überlagern. Außerdem legt

er Wert auf die in Zikawei häufig beobachtete Erscheinung, daß die regelmäßigen Oszillationen bei Antizyklonen trotz starken Windes und hoher See nicht auftreten.

Köhler.

J. A. Fleming and H. W. Fisk. Summary of magnetic survey-work by the Carnegie-Institution of Washington, 1905—1926. *Terrestrial Magnetism* **33**, 27—36, 1928, Nr. 1. Zusammenfassender Bericht über die allgemeine magnetische Weltvermessung, die für den größten Teil der Erde vollendet ist. Der Hauptwert soll von jetzt ab auf Messungen der Säkularvariation und der täglichen Schwankung abseits von Observatorien gelegt werden. In den Jahren 1905 bis 1926 ist im ganzen auf etwa 5700 Stationen zu Lande, 3300 Stationen auf See gemessen worden, davon 560 und 81 Wiederholungsstationen zur Ableitung der Säkularvariation.

J. Bartels.

J. A. Fleming and J. P. Ault. Program of scientific work on cruise VII of the Carnegie, 1928—1931. *Terrestrial Magnetism* **33**, 1—10, 1928, Nr. 1. Die neue Weltreise des unmagnetischen Segelschiffes Carnegie soll etwa 100 000 Seemeilen umfassen. Geplant sind laufende Beobachtungen durch acht Wissenschaftler auf folgenden Gebieten: Erdmagnetismus (Wiederholungsstationen zur Bestimmung der Säkularvariation), atmosphärische Elektrizität (Ionisation, Potentialgefälle, durchdringende Höhenstrahlung mit Kolhörsters Apparat, drahtloser Empfang), physikalische Ozeanographie (akustische Tiefenmessung, Bestimmung der Temperatur und des Salzgehalts in verschiedenen Tiefen, Bodensedimente, Austausch der Temperatur und Feuchtigkeit zwischen Meeresoberfläche und Luft), Sonnenstrahlung, Plankton.

J. Bartels.

J. M. Stagg. The time interval between magnetic disturbance and associated sunspot changes. *Meteorol. Office. Geophys. Memoirs* Nr. 42 (= 5, Nr. 2), 16 S., London 1928. 35jährige Beobachtungen der unperiodischen täglichen Deklinationsamplituden in Kew und die internationalen magnetischen Charakterzahlen werden zu den Greenwicher Sonnenfleckensarealen in statistische Beziehung gebracht, indem z. B. zu jedem Tage n großer erdmagnetischer Unruhe die Werte der Fleckensareale an den Tagen $(n - 6)$, $(n - 5)$, \dots , n , $(n + 1)$, ausgeschrieben und gemittelt werden. Dabei zeigt sich, in Übereinstimmung mit Ch. Maurain, daß die größte Fleckenarealzahl etwa $2\frac{3}{4}$ Tage vor dem Tage der größten erdmagnetischen Unruhe eintritt. Stagg vertritt jedoch die Ansicht, daß für das Studium der Dauer, die zwischen dem Aussenden der solaren Korpuskeln und ihrer Ankunft auf der Erde verstreicht, die Änderungen der Fleckenzahlen von Tag zu Tag geeigneter sind als die Fleckenzahlen selbst, weil die Strahlung vermutlich eher während der Entstehung, als während der stationären größten Entwicklung des Fleckes ausgesandt wird. Diese Untersuchung der Arealänderungen bildet den Hauptteil der Arbeit. Verschiedene Gruppen von Jahren und verschiedene Methoden der Mittelbildung führen sämtlich zu dem Ergebnis, daß die Fleckenareale am stärksten vom Tage $(n - 5)$ auf den Tag $(n - 4)$ zunehmen, also rund vier Tage vor der größten magnetischen Unruhe. In Jahren geringer Fleckentätigkeit liegt die stärkste Fleckenänderung noch etwa einen Tag früher als normal, ist aber weniger ausgeprägt. Stagg behauptet nicht, daß diese Zeitdifferenzen gleich der Reisedauer der Teilchen seien; es sind vermutlich obere Grenzwerte, weil die Auslösung eines erdmagnetischen Sturmes auch vom Ionisationszustand der hohen Atmosphäre abhängt und mitunter erst nach mehreren kleinen Impulsen erfolgen wird.

J. Bartels.

C. Kassner. Ein Vorschlag von Leibniz zu ausgedehnten erdmagnetischen Beobachtungen. *Terrestrial Magnetism* **33**, 44—45, 1928, Nr. 1. *J. Bartels.*

H. E. Mc Comb. The sensitivity of magnetic variometers. *Terrestrial Magnetism* **33**, 65—78, 1928, Nr. 2. Ausführliche Beschreibung der Empfindlichkeitsbestimmungen von H- und Z-Variometern an der Station San Juan, Portoriko, des U. S. Coast and Geodetic Survey. Am Horizontalvariometer wurde die Abhängigkeit des Skalenwertes von der Entfernung zwischen Empfindlichkeitsmagnet und Nadel, sowie von der mittleren Ordinate auf der Registriertrommel untersucht. Beim Vertikalvariometer ruhte der Waagemagnet bisher mit Stahlzapfen in Achatschalen; diese Schalen wurden ersetzt durch Achatplatten, die genau (zum Teil interferometrisch) in dieselbe horizontale Ebene einjustiert wurden. Dadurch wurde die Dämpfung von Schwingungen wesentlich geringer. Magnetisches und Trägheitsmoment des Waagemagnets um seine Kippachse wurden durch horizontale Schwingungen des an einem Faden aufgehängten Magnets bestimmt. Die Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Stellung des Gegengewichts wurde dann im Variometer auf zwei Arten bestimmt, durch Ablenkungen und durch Schwingungen. Bei sehr niedriger Empfindlichkeit (Skalenwert 11 γ /mm) ließ sich der Skalenwert des Z-Variometers auch dadurch bestimmen, daß eine kleine Masse (Spule aus dünnem Draht) den Waagemagnet einseitig belastete und die resultierende Kippung des Magnets infolge des mechanischen Drehmoments beobachtet wurde. *J. Bartels.*

Anomalie magnétique de Koursk. Atlas des cartes des éléments magnétiques mesurés sous la direction générale de P. Lasareff. Leningrad, Promisdat, 1927. (Der Atlas ist zu beziehen: Moskau, 3. Miusskaja Nr. 3.) Der Atlas enthält 27 Karten neun verschiedener Gegenden der Kurskschen magnetischen Anomalie, die Deklination, Horizontalkomponente und Vertikalkomponente der Intensität des magnetischen Feldes darstellen und die einen Maßstab von etwa 1 : 70000 haben (verschiedene Karten haben verschiedenen Maßstab). Die Karten stellen eine verkleinerte Reproduktion der Arbeitskarten dar und enthalten die Isolines und die Lage der beobachteten Punkte. *P. Lasareff.*

Teodor Schlomka. Erwiderung an Herrn C. Ramsauer zu der Arbeit „Über den unmittelbaren Nachweis der elektrischen Erdladung“. *Ann. d. Phys.* (4) **79**, 583—584, 1926, Nr. 6. Polemik gegen C. Ramsauer. Verh. hält sämtliche Punkte seiner Bemerkungen (*Ann. d. Phys.* **78**, 204, 1925) aufrecht. *Güntherschulze.*

G. Dauzère et J. Bouget. Sur l'ionisation intense de l'air dans les lieux fréquemment foudroyés. *C. R.* **186**, 1744—1746, 1928, Nr. 25. Durch Zerstreuungsmessungen in 15 cm Höhe über dem Boden bei heiterem Wetter wurden Orte festgestellt, an denen die Ionisation regelmäßig größer war als in der Umgebung unter gleichen Bedingungen. Diese Orte mit erhöhter Ionisation wurden häufiger von Blitzen heimgesucht. Ihre Lage hängt mit der geologischen Beschaffenheit des Bodens zusammen. Zahlenangaben (außer einem Beispiel) werden nicht gemacht. *Wigand.*

Marcel Brillouin. Conditions mixtes aux frontières. Océans et continents. Marées statiques. *C. R.* **186**, 1665—1669, 1928, Nr. 25. Bringt theoretische Lösungen des Gezeitenproblems für den Fall der nicht deformierbaren und der elastisch deformierbaren Erde. *K. Jung.*

A. Wigand und F. Wenk. Der Gehalt der Luft an Radium-Emanation, nach Messungen bei Flugzeugaufstiegen. *Ann. d. Phys.* (4) **86**, 657—686, 1928, Nr. 13. Aus der Zusammenfassung: Die vorliegende Arbeit bezweckt die Ausführung absoluter, direkter Messungen des Ra-Em-Gehalts in der freien

Atmosphäre bei Flugzeugaufstiegen, zur Klärung der Frage nach der vertikalen Verteilung der RaEm und nach ihrer Herkunft. — Nach Vorversuchen mit Kohleadsorption wurde die Methode der Kondensation der Em bei der Temperatur des flüssigen Sauerstoffs für die Messungen im Flugzeug als die geeignetste befunden. Die hierfür geschaffene Apparatur gestattet bei jedem Aufstieg drei Messungen von je nur 3 bis 7 Minuten Dauer. — Die bei fünf Aufstiegen bis 3800 m Höhe gefundenen Werte zeigen im allgemeinen eine starke Abnahme des Em-Gehalts mit zunehmender Höhe auf sehr kleine Werte, wobei im einzelnen die Luftschichtung maßgebend ist. Die Änderung des Em-Gehalts mit der Höhe wird bestimmt durch Herkunft und Vorgeschichte der Luft in verschiedenen Höhen. Diese Messungen beweisen die alleinige Herkunft der RaEm der Atmosphäre von der Erdoberfläche und zeigen, daß die vertikale Verteilung nur durch den Luftaustausch und das Aufgleiten der Luft auf Schichtgrenzflächen zustande kommt. *K. W. F. Kohlrausch.*

Ferd. Travníček. Die Häufigkeit (mittlere Dauer) aperiodischer Wellen des Luftdruckes und der Temperatur. Meteorol. ZS. 45, 241—251, 1928, Nr. 7. Verf. benutzt die täglichen Beobachtungen an einem einzigen, für alle Tage gleichen Termin und zählt an diesem Material die Anzahl der aperiodischen Wellen ab, deren Grenzen dadurch definiert sind, daß Steigen in Fallen übergeht. Die Häufigkeit dieser Wellen pro Jahr ist ein Maß für die Druckunruhe, das im Gegensatz zu anderen Maßzahlen (wie z. B. der interdiurnen Veränderlichkeit, d. h. der durchschnittlichen, absolut genommenen Änderung in 24 Stunden) nichts über die Intensität der mittleren Schwankung aussagt. Dieser Unterschied zeigt sich deutlich in der Verteilung über die Erde: Sämtliche 125 Stationen (meist fünfjährige Beobachtungsreihen) haben Wellenhäufigkeiten pro Jahr, die ausnahmslos in dem engen Bereich zwischen 115 (Kerguelenstation) und 71 (Osterinsel) liegen, während die interdiurne Druckveränderlichkeit vom Äquator zum Pol etwa auf das Zehnfache ansteigt. Die in einer Weltkarte dargestellte Verteilung führt zu der Regel, daß an scharfen Grenzen verschieden temperierter Teile der Erdoberfläche die Wellenhäufigkeit wächst, daß dort also selbständig aperiodische Druckwellen erzeugt werden. Auch Gebirge erhöhen die Wellenhäufigkeit. Die Häufigkeit der Temperaturwellen, für 65 Stationen berechnet, ist noch gleichmäßiger verteilt: Die Werte liegen zwischen 113 (Kerguelen) und 92 (Hongkong) und sind durchschnittlich 14 % größer als diejenigen für den Druck. Die aperiodische Temperaturwelle ist also im Durchschnitt entsprechend kürzer als die des Druckes, jedoch bilden einige Stationen mit häufigen Druckwellen (z. B. Kerguelen) bemerkenswerte Ausnahmen. Jahreszeitliche Unterschiede in der Wellenhäufigkeit sind beim Luftdruck in Salzburg und auf dem Sonnblick nicht erkennbar, dagegen zeigen die 40 Jahresmittel 1886 bis 1926 säkulare Unterschiede von etwa 5 % des Mittelwertes. *J. Bartels.*

Marcel Brillouin. Questions d'électricité atmosphérique. Atti Congr. Intern. dei Fisici Como 1927, Bd. I, S. 377—392, 1928. *Güntherschulze.*

E. V. Appleton and M. A. F. Barnett. A note on wireless signal strength measurements made during the Solar Eclipse of 24 January, 1925. Proc. Cambridge Phil. Soc. 22, 672—675, 1925, Nr. 5. Zwei Kurven über die Stärke drahtloser Signale werden reproduziert und miteinander verglichen, die eine als Typus für die Wirkung des Sonnenuntergangs, die andere aufgenommen bei der Sonnenfinsternis am 24. Januar 1925. Auf die nicht sehr überzeugende Ähnlichkeit beider an der Stelle des Verschwindens der Sonne wird die Theorie der Erscheinung aufgebaut. *K. W. F. Kohlrausch.*

Paul Duckert. Abhängigkeit der Funkbeschickung von meteorologischen Einflüssen. Mitt. Aeron. Obs. Lindenberg 1928, S. 154—160, Mai. Verf. hat versucht, die Kontrollpeilungen der Landpeilfunkstellen „Nordholz“, „Borkum“ und „List“ auf Witterungseinflüsse hin zu untersuchen. Es sind für fünf verschiedene markante Wetterlagen die Mittel gebildet. Es zeigt sich, daß innerhalb einer jeden Wetterperiode die Peilungen nur um kleine Beträge von der Größenordnung der Meßgenauigkeit der Apparatur von dem betreffenden Mittelwert abweichen. Es scheint danach möglich, die Peilgenauigkeit der Stationen dadurch zu erhöhen, daß man Funkbeschickungen für jede Hauptwitterungslage aufnimmt.

F. A. Fischer.

Ross Gunn. The diamagnetic layer of the earth's atmosphere and its relation to the diurnal variation of terrestrial magnetism. Phys. Rev. (2) 31, 1120, 1928, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Eine Untersuchung der Erscheinungen in den höheren Schichten der Erdatmosphäre zeigt, daß die in Bewegung befindlichen Ionen und Elektronen um die Linien des magnetischen Erdfeldes Spiralen beschreiben und dadurch elektrische und magnetische Wirkungen hervorrufen, die die zurzeit herrschenden Vorstellungen über diese Schichten sehr verändern. Dauernde Ionisation ist in der Schicht nur dort groß, wo die freien Weglängen der Ionen und Elektronen groß sind. Die elektrische Leitfähigkeit ist dann anisotrop. Große Zirkulationsströme in den höheren Atmosphärenschichten, wie sie die augenblicklichen Theorien der täglichen magnetischen Schwankungen annehmen, sind höchst unwahrscheinlich. Eine neue Theorie der täglichen Schwankungen wird vorgeschlagen. Sie ist frei von zweifelhaften Annahmen und erklärt die wichtigeren Tatsachen quantitativ. Aus der Theorie folgt, daß ein merklicher Bruchteil aller Moleküle in den höheren Atmosphärenschichten, die große freie Weglängen haben, ionisiert sind.

Güntherschulze.

John R. Carson. The reduction of atmospheric disturbances. Proc. Inst. Radio Eng. 16, 966—975, 1928, Nr. 7. In den letzten zehn Jahren ist einigermaßen festgestellt worden, was sich zur Vermeidung atmosphärischer Störungen bei der drahtlosen Telegraphie tun läßt und was nicht. Beispielsweise sind der Störungsbeseitigung durch Frequenzaussieben bestimmte Grenzen gesetzt. Andererseits ist die Richtungsselektion oft von großem Werte. Der Verf. gibt eine Anordnung, die sowohl eine Hochfrequenzrichtungsselektion als auch einen Niederfrequenzstörungsausgleich enthält. Das Verfahren schließt sich an das von Armstrong an, das ausführlich besprochen wird. Eine kritische Analyse des Verfahrens führt zu einem negativen Resultat. Ein wesentlicher Gewinn läßt sich durch die Ausgleichsanordnungen nicht erzielen. Das steht in Einklang mit der von J. Mills vor einigen Jahren getroffenen Feststellung. Je mehr Schaltungen untersucht und durchgerechnet werden, um so deutlicher stellt sich heraus, daß sich atmosphärische Störungen nie völlig beseitigen lassen werden.

Güntherschulze.

E. O. Hulburt. On the origin of the Aurora Borealis. Phys. Rev. (2) 31, 1133, 1928, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Von Birkeland, Strömer, Vegard u. a. ist angenommen worden, daß das Nordlicht durch geladene Teilchen von der Sonne hervorgerufen wird, die durch das Magnetfeld der Erde nach den Polarzonen abgelenkt werden. Hiergegen läßt sich der Einwand erheben, daß, wenn die geladenen Teilchen α -Teilchen oder Ionen irgendwelcher Art sind, sie nicht gleichzeitig ein genügendes Durchdringungsvermögen und eine genügende Ablenkbarkeit haben können, um Höhe und Struktur des Nordlichtes erklären

zu können. Sind sie dagegen Elektronen, so ist ihr Durchdringungsvermögen vermutlich zu groß. Es wird daher angenommen, daß das Nordlicht durch ultraviolette Licht der Sonne hervorgerufen wird, das in großen Höhen von 200 km und mehr in der Erdatmosphäre Ionen und Elektronen bildet. Diese diffundieren längs der magnetischen Kraftlinien, konzentrieren sich an den Magnetpolen der Erde, vereinigen sich dort wieder, wobei die frei werdende Energie irgendwie das Nordlicht erzeugt. Beim starken Nordlicht vom 20. August war die Helligkeit ein wenig schwächer als die des Halbmondes, woraus sich die Gesamtenergie des Nordlichtes auf 10^{22} erg/sec schätzen läßt. Das ist in roher Übereinstimmung mit dem Energieinhalt der photoelektrischen Ionisation der höheren Atmosphäre, wie sie sich aus den Messungen der drahtlosen Telegraphie berechnet.

Güntherschulze.

Ragnvald Wesøe. Aurora photographs. Norwegian North Polar Expedition with the „Maud“ 1918—1925. Scient. Results 1, Nr. 6, 28 S. und 7 Tafeln. (Bergen, Publ. by Geofysisk Institutt, 1928.)

Güntherschulze.

Harvey B. Lemon. The Auroral Display of July 7. Nature 122, 167, 1928, Nr. 3066. An der Ostküste des Michigansees wurde am 7. Juli 9,45 Uhr abends ein außergewöhnliches Nordlicht beobachtet. Es leuchtete von einem Punkte 8° südwestlich von der fast im Zenit stehenden Vega aus als ein intensiver kreisförmiger oder länglicher Flecken, wahrscheinlich ein in der Verlängerung der Achse gesehener Strahl. Von diesem Fleck gingen nach allen Seiten, am hellsten nach Nordost, helle Einzelstrahlen aus. Während der ersten 10 Minuten herrschte die Farbe von $5577,35 \text{ \AA}$ vor. Später erschien die Rosafarbe der Stickstoffbanden in solcher Helligkeit, daß man an einen fernen Waldbrand dachte. Die Helligkeit war so groß, daß man die Bewegung des Sekundenzeigers an einer Armbanduhr sehen konnte. Draperien fehlten vollkommen. Bei der einzigen anderen Gelegenheit, bei der eine ähnliche Art Nordlicht beobachtet wurde, herrschten die gleichen außergewöhnlichen meteorologischen Bedingungen. In beiden Fällen war nämlich Bodennebel und stetiger Wind vorhanden. Die Sichtigkeit auf dem Wasser war weniger als 3 km. Das Barometer stand auf 742 mm, die Temperatur betrug $25,5^\circ \text{C}$, fast eine Höchsttemperatur für den Beobachtungsort. Bei klarem Herbstwetter ist das Nordlicht dort ganz häufig.

Güntherschulze.

J. J. Tichanowsky. Zur Theorie der Lichtzerstreuung in der Erdatmosphäre. Phys. ZS. 29, 442—447, 1928, Nr. 13. Verf. gibt eine Vervollkommnung der früher von ihm entwickelten Theorie der Lichtzerstreuung in der Erdatmosphäre (Phys. ZS. 28, 680, 1927). Es wird die Einwirkung der Extinktion auf die primäre und sekundäre Zerstreuung und die Diffusion des Lichtes, welches vom Himmelsgewölbe auf die Erde fällt, berücksichtigt.

Güntherschulze.

B. M. Peek. Rainbow Visible after Sunset. Nature 121, 985, 1928, Nr. 3060. Verf. beobachtete am 4. Juni einen Regenbogen, der bestehen blieb, bis die Sonne beträchtlich unter dem Horizont war. Die letzte Spur davon verschwand um 20 Uhr 11 Min. Greenwicher Zeit. Die Sonnenhöhe war zu dieser Zeit $—1^\circ 30'$. Am westlichen Horizont war eine niedrige Wolkenbank. Natürlich reichte der Regenbogen nicht bis auf die Erde hinab, sondern verschwand in beträchtlicher Höhe.

Güntherschulze.

S. J. Barnett. The Green Flash. Nature 122, 171, 1928, Nr. 3066. Verf. weist darauf hin, daß der grüne Strahl in Kalifornien durchaus nicht so selten ist, wie er nach den Zuschriften an die Nature in anderen Gegenden zu sein scheint.

Verf. hat den grünen Strahl oft beim Sonnenuntergang am Stillen Ozean gesehen. Einmal änderte sich die Farbe ganz deutlich von Grün in Blau vor dem Verschwinden. *Güntherschulze.*

Friedrich Schmid. Das Zodiakallicht. Sein Wesen, seine kosmische oder tellurische Stellung. Mit einem mehrfarbigen Titelbild, 22 Abbildungen im Text, 3 Tafeln und 3 Tabellen. X u. 132 S. Hamburg, Verlag von Henri Grand, 1928. (Probleme der kosmischen Physik, herausgegeben von Chr. Jensen und Arnold Schwassmann, Bd. XI.) *Scheel.*

Stefano Pagliani. Sulla utilizzazione dell'energia cinetica di vento. Cim. (N. S.) 3, 236—246, 1926, Nr. 5. Die vorliegende Abhandlung ist rein technischer Natur und bringt eine Übersicht der bis jetzt gebräuchlichen Formeln, die den Effekt eines Windmotors, Anstellwinkel usw. und die Windgeschwindigkeit in einen funktionellen Zusammenhang bringen. Der Verf. setzt dann den Effekt des Windmotors in einem bestimmten Zeitabschnitt proportional der dritten Potenz des Windes:

$$P = \frac{A}{\varphi} \frac{\int_0^T V^3 dT}{T},$$

wobei A und φ Konstante für ein bestimmtes technisches Modell sind. Der Mittelwert V wird aus den anemometrischen Registrierungen gewonnen. Der Schluß der Abhandlung besagt, daß der Windmotor noch immer ein ungelöstes Problem ist, und daß namentlich eine ökonomische Anordnung, die die Kohle zu ersetzen instande wäre (vom Verf. blaue Kohle genannt), noch in weiter Ferne liegt. *Conrad-Wien.*

E. G. Leonardon. Some observations upon telluric currents and their application to electrical prospecting. Terrestrial Magnetism 33, 91—94, 1928, Nr. 2. Außer allgemeinen Bemerkungen über die Verwendung der natürlichen Erdströme beim elektrischen Prospektieren beschreibt der Verf. einen Versuch, den er unter der Leitung von C. Schlumberger bei Losann (Elsaß) am Rheingraben ausgeführt hat: Zwei Formationen verschiedenen spezifischen Widerstandes R und R' mögen längs einer geradlinigen vertikalen Verwerfung aneinandergrenzen. Wenn dann der natürliche, als planetarische Erscheinung betrachtete Erdstrom auf einer Linie senkrecht zur Verwerfung gemessen wird, so wird sich der Potentialgradient auf beiden Seiten der Verwerfung wie $R : R'$ verhalten. Das wurde an der Verwerfung zwischen Vogesensandstein (schlechtleitend) und Oligozänmergel (gutleitend) bestätigt. Die zeitlichen Schwankungen des natürlichen Erdstromes erscheinen auf beiden Seiten im Potentialgradienten stets in demselben Verhältnis. *J. Bartels.*

Walther Nernst. Physico-chemical considerations in astrophysics. Journ. Frankl. Inst. 206, 135—142, 1928, Nr. 2. Zusammenfassende Darstellung der Schwierigkeiten der physikalischen Erklärung des Beharrungszustandes des Weltalls. Verf. hält an der Hypothese fest, daß der Gleichgewichtszustand des Weltalls zu der Annahme zwingt, daß die Strahlung der Sterne durch den Lichtäther absorbiert wird und daß dadurch schließlich stark radioaktive Elemente neu gebildet werden, so daß ein dauernder Kreislauf vorhanden ist. *Güntherschulze.*

Register der Geophysikalischen Berichte.

1. Allgemeines.

- J. Bartels. Veranschaulichung beobachteter Perioden und ihrer Genauigkeit 38.
- E. Brennecke. Aufgaben und Arbeiten des Geodätischen Instituts in Potsdam in der Zeit nach dem Weltkriege 38.
- V. Conrad und O. Schreier. Anwendung des Abbeschen Kriteriums auf geophysikalischen Beobachtungsreihen 1.
- B. Gutenberg. E. Wiechert † 97.
- Müller-Pouillet's Lehrbuch der Physik 38.
- Johannes Olsen. Magnetisk Observatorium Godhavn 38.
- Ad. Schmidt. Gauß als Physiker, insbesondere als Erdmagnetiker 53.
- D. M. Wrinch and J. W. Nicholson. Integral Equations occurring in Physics 21.
- XXXIV. Jahresbericht des Sonnblickvereins 53.

2. Bewegung und Konstitution der Erde. Schwere.

Rotation, Umlauf, Präzession,
Nutation, Polschwankung.

- Benjamin Boss. Variable Rotation of the Earth 37.
- L. Courvoisier. Polhöhenchwankungen infolge der Lorentzkontraktion der Erde 76.
- A. A. Ivanoff. Déduction des formules de la précession et de la nutation 116.

Harold Jeffreys. Possible Tidal Effects on Accurate Time-keeping 116.

W. Köppen. Klima Patagoniens in Tertiär und Quartär 19.

Richard Kolisko. Erdachsvibration eine Folge der Sonnentätigkeit 7.

B. Meyermann. Schrumpfungsgeschwindigkeit des Erdradius 117.

— Änderung der Rotationsgeschwindigkeit der Erde 117, 118.

W. de Sitter. Rotation of the Earth and Astronomical Time 73.

Figur der Erde, Masse, Schwere, Isostasie

(s. auch Angewandte Geophysik).

G. Aliverti. Constanti del geoide medianti 53.

A. Born. Beziehungen zwischen Schwerezustand und geologischer Struktur Deutschlands 25.

— Schwereverhältnisse auf dem Meere 38.

L. A. Cotton. Study of earth-movements by horizontal pendulums 2.

Pierre Dive. Généralisation d'une formule utile pour la Géodésie 133.

C. A. Heiland. Improvement of pendulum observations 2, 115.

W. Heiskanen. Schwerkraft und isostatische Kompensation in Japan 4.

— Erdkrustendicke nach den Schwereanomalien 4.

— Ist die Erde ein dreiachsiges Ellipsoid? 115.

Arthur Holmes. Oceanic Deep and the Thickness of the Continents 54.

- F. Hopfner. Figur der Erde 97.
 — Geoidformen nach der Formel von G. G. Stokes 116.
- Ksavery Jankowsky. Déformations du Géoides 22.
- J. H. Jones and R. Davies. Second Derivatives of the Gravitational Potential over a Buried Anticline 131.
- Heinrich Jung. Prüfung der Isostasie durch Schweremessungen 39.
- Karl Jung. Wirkung der Kontinente und Ozeane auf die Differenz der Hauptträgheitsmomente der Erde im Äquator 55.
- E. Kohlschütter. Pendelformen 113.
 — Pendelapparat des Preussischen Geodätischen Instituts 114.
 — Verfahren, das Mitschwingen eines Einpendelstativs aus den Schwingungszeiten zweier Pendel zu bestimmen 115.
- T. P. Kravetz. Zusammenhang der Erdbeben mit den Polhöhenschwankungen 5.
- Walter D. Lambert. Figure de la Terre 37.
- P. Lejay. Procédé d'enregistrement des oscillations de pendule libre, et son application aux mesures de gravité 133.
- Karl Mader. Einfluß der Verteilung von Land und Wasser auf die Trägheitsmomente der Erde im Äquator 23.
- Th. Niethammer. Theorie der isostatischen Reduktion der Schwerebeschleunigung 38.
 — Beziehungen zwischen Meereshöhen, Nivellementshöhen und Schwerewerten 25.
- Karl Oltay. Genauigkeit der Lotabweichungsbestimmungen mit der Eötvöschschen Drehwaage 38.
- U. Pesonen. Bestimmungen der Schwerkraft auf den Dreieckspunkten der südfinnischen Triangulation 25.
- A. Prey. Formeln zur Isostasie 23, 38.
- George R. Putnam. Regional isostatic reduction of gravity determinations 116.
 — Proof of isostasy by a simple gravity reduction method 116.
- Resolution on gravity at sea 38.
- Teodor Schlomka. Abhängigkeit der Schwerkraft vom Zwischenmedium 39.
- H. Schmehl. Allgemeines Erdellipsoid 113.
 — Koinzidenzverfahren, zwei Schwerkraftpendel mit einer vorgegebenen Phasendifferenz in Bewegung zu setzen 114.
- R. Schumann. Zusammenhänge zwischen Polhöhenschwankung, Beweglichkeit innerhalb des Erdkörpers und Mondbewegung 97.
- K. Schütte. Schweremessungen im Ries 24.
- R. Schwinner. Geologische Bemerkungen zu den norwegischen Schweremessungen 117.
- G. Somigliana. Definizione della gravità normale 75.
 — Determinazione delle costanti geoidiche mediante sole misure di gravità 24.
 — Gravità normale e formola di Helmert 134.
 — Determinazione delle costanti del geoides mediante misure di gravità 24.
- Carl Stelter. Dämpfung des physikalischen Pendels 21.
- T. E. Stern. Newtonian constant of gravitation 97.
- C. H. Swick. World longitude computations and isostatic reductions of gravity at sea 2.
- F. A. Vening Meinesz. Determinations of Gravity, made during the Voyage of Submarine K XIII 76.
- R. Wavre. Déviation de la verticale avec la profondeur 133.
 — Masse fluide hétérogène en rotation et la géodésie 74.
 — Champ de la pesanteur à l'intérieur des planètes 75.
 — Rotations permanentes d'une masse fluide hétérogène et géodésie 74.
- Temperatur, Zusammensetzung und Aggregatzustand der Erde, Geochemie, Alter der Erde.
- Kenneth C. Bailey. Effect of radon on the solubility of lead uranate 8.
- J. R. Cotter. Escape of Heat from the Earth's Crust 80.
- C. Cranz. Ballistische Kraterbildung 99.
- R. A. Daly. Effective Moduli of Elasticity in the outer Earth-Shells 98.
- V. M. Goldschmidt. Beziehungen zwischen den geochemischen Verteilungsgesetzen und dem Bau der Atome 53.

- V. M. Goldschmidt und L. Thomasen. Verteilung der seltenen Erdmetalle in Mineralien 53.
- B. Gutenberg. Aufbau der Erdkruste 39.
- Arthur Holmes. Estimates of geological time, with reference to thorium minerals and uranium haloes 39.
- Effect of Radon on the Solubility of Lead Uranate 102.
- Rock-lead, ore-lead, and the age of the earth 134.
- and Robert W. Lawson. Potassium and the heat of the earth 99.
- Satoyasu Iimori und Jun Yoshimura. Radioactivity of the Rubidium from the Lepidolite und Zinnwaldite 46.
- H. Jeffreys. Earth's Thermal History and some related Geological Problems 36.
- Thermal State of the Earth's Crust 80.
- J. Joly. Thickness of the Continents 76.
- Pleochroic Haloes and the Age of the Earth 53.
- Theory of Thermal Cycles 118.
- Earth's thermal history 18.
- and J. H. J. Poole. Origin of the Earth's Surface Structure 134.
- Robert W. Lawson. Radioactivity and Heat of the Earth 8.
- Heinrich Lederer. Radium- und Thoriumgehalt der vulkanischen Gesteine des Hegaus 8.
- Franz Lotze. Jolysche Radioaktivitätshypothese zur Erklärung der Gebirgsbildungen 7.
- Pleochroic Haloes and the Age of the Earth 73.
- C. Mahadevan. Pleochroic Haloes in Cordierite 40.
- Stjepan Mohorovičić. Radioaktivität und Temperatur des Innern der Erde und des Mondes 40.
- P. G. Nutting. Deformation of granular solids 98.
- J. H. J. Poole. Radioactivity of the Earth's Basaltic Magma 46.
- H. H. Poole und J. H. J. Poole. Thermal Instability of the Earth's Crust 99.
- H. Reich. Elastische Eigenschaften von Gesteinen und damit zusammenhängende geologische Fragen 22.
- Wolfgang Seith. Radium- und Thoriumgehalt der Phonolithe des Kaiserstuhls 9.
- H. S. Washington. Chemical composition of the earth, of meteorites, and of the sun's atmosphere 40.
- 3. Veränderungen und Bewegungen an der Erdkruste. Seismik.**
- Tektonik,
Vulkanismus, Vereisung,
Klimaschwankung.
- M. Bossolasco. Plasticità nei fenomeni di orogenesi 78.
- Vaughan Cornish. Waves in Granular Material Formed and Propelled by Winds and Currents 120.
- B. Gutenberg. Veränderungen der Erdkruste durch Fließbewegungen 39.
- H. v. Ihering. Verschiebungstheorie der Kontinente 39.
- Klima der Tertiärzeit 40.
- W. Inouye. Model Experiments on the Topography of Caucasus, Alps and Himalaya 97.
- H. Ph. Lely. Krachten, welke de continentendrift kan veroorzaken 54.
- Torahiko Terada und Naomi Miyabe. Modes of Deformation of a Layer of Granular Mass Floating on Liquid 118.
- Alfred Wegener. Geophysikalische Grundlagen der Theorie der Kontinentenverschiebung 25.
- Boden des Atlantischen Ozeans 3.
- Theorien der Kontinentverschiebungen und der Polwanderungen 76.
- Elastische Deformationen,
Seismizität, Seismik
(s. auch Angewandte Geophysik).
- Perry Byerly. Evergreen Earthquakes 79.
- V. Conrad. Erdbebenhäufigkeit und Polbewegung 57.
- N. A. Critikos. Phénomènes sismiques produits avant et depuis l'éruption du volcan de Santorin 134.
- Charles Davison. Clustering and Periodicity of Earthquakes 41.
- Friedrich Errulat. Methoden der Erdbebenforschung 134.
- John W. Evans. Earthquake Warnings 41.
- Anselmo Ferraz de Carvalho. Tremores de terra 78.
- E. Gherzi. Problème des microséismes à groupes 134.

- B. Gutenberg. Geschwindigkeit der Longitudinalwellen im Erdinnern 6.
- Herdtiefe der süddeutschen Beben 1911 und 1913 80.
- Bodenunruhe durch Brandung 57.
- N. H. Heck. Japanese earthquake problem 78.
- W. Hiller. Geschwindigkeit der seismischen Oberflächenwellen bei Weltbeben 5.
- A. Imamura. Long Waves leading Earthquake Motion 42.
- V. Inglada. Berechnung der Herdkoordinaten eines Nahbebens 77.
- Berechnung der Herdtiefe auf Grund der Lage des Inflexionspunktes der *P*-Laufzeitkurve 56.
- Harold Jeffreys. Near Earthquakes 41.
- Times of Transmission and Focal Depths of Large Earthquakes 101.
- Paul Kirkpatrick. Seismic Measurements by the Overthrow of Columns 102.
- Fuyuhiko Kishinouye and Hiroshi Kawasumi. Application of the Theory of Fluctuation to Problems in Statistical Seismology 119.
- Takeo Matuzawa. Relative Magnitude of Portions of Earthquake Motions 41.
- Earthquake Motion with a Constant Acceleration? 41.
- , Keisuke Hasegawa and Seizô Haeno. Forerunners of Earthquake-motions of Certain Earthquakes 119.
- E. Meissner. Elastische Oberflächenquerwellen 42.
- Stjepan Mohorovičić. Berechnung der Herdtiefe auf Grund der Lage des Inflexionspunktes der *P*-Laufzeitkurve 56.
- Hantaro Nagaoka. Trajectories of Seismic Rays 120.
- Tachu Naito. Earthquake-proof Construction 28.
- Albert Nodon. Origine électromagnétique des séismes 41.
- Hitoshi Omura. Horizontal Displacements of the Primary and Secondary Triangulation Points 102.
- Comparison of the Results of the First and Second Precise Levellings in the Region Disturbed by the Tango Earthquake 102.
- Horizontal Displacements of the Primary Triangulation Points in Kwato Districts, after the Earthquake 102.
- J. T. Pardee. Earthquake in the Bighorn Mountains 79.
- A. Proviero. Uso dello smorzamento nei sismografi 134.
- W. Schneider. Seismische Bodenunruhe kurzer Periode 78.
- Hermann Schnell. Studium der Erdbebennachläufer 6.
- W. B. Schostakowitsch. Periodizität der seismischen und vulkanischen Erscheinungen 101.
- Miguel Selga. Earthquake in Negros 79.
- Katsutada Sezawa. Dispersion of Elastic Waves propagated on the Surface of Stratified Bodies 28.
- Scattering of Elastic Waves 27.
- Decay of Waves in Visco-Elastic Solid Bodies 27.
- Propagation of the Leading and Trailing Parts of a Train of Elastic Waves 100.
- Reflection of the Elastic Waves generated from an Internal Point of a Sphere 100.
- Robert Stoneley. Dispersion of Waves in a Double Superficial Layer 100.
- and Ernest Tillotson. Effect of a Double Surface Layer on Love Waves 99.
- N. Stücker. Tafel zur Auswertung von Beben diagrammen 102.
- E. Tams. Erdbeben im Gebiet der Nordenskiöldsee 102.
- Seismische Verhältnisse des offenen Atlantischen Ozeans 43.
- Torahiko Terada and Chûji Tsuboi. Experimental Studies on Elastic Waves 27.
- Chûji Tsuboi. Experimental Studies on Elastic Waves 101.
- H. H. Turner. Periodicity of Approximately 21 Minutes in the Recurrence of Earthquakes 119.
- J. Versluys. Earth movements, caused by coalmining 102.
- S. W. Visser und H. P. Berlage jun. Ungleichzeitigkeit der *P*-Einsätze bei den horizontalen und vertikalen Seismographen 78.
- E. Waetzmänn. Ausbreitung elastischer Wellen in der Erdoberfläche 42.
- J. Wilip. Anwendung der galvanometrischen Registriermethode in seismischen Gebieten 77.
- Vorteilhafteste Ausrüstung einer mikroseismischen Station 77.
- Theorie und Konstruktion von Vertikalseismographen 119.

Sueki Yonemura. Results of Soundings in the Region of the Coast of the Tango Province, after the Earthquakes 102.

4. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde. Polarlicht.

Erdmagnetismus

(s. auch Angewandte Geophysik).

H. Bellocq et Ch. Jacquet. Mesures magnétiques dans les Basses-Pyrénées, Landes et la Gironde 82.

R. Bock. Magnetischer Normaltheodolit 58.

— Temperaturkoeffizienten von Magneten 59.

C. Chree. Monthly values and annual inequalities of the magnetic elements 80.

— Earth Currents and Terrestrial Magnetism 81.

— und J. M. Stagg. Recurrence Phenomena in Terrestrial Magnetism 10.

D. la Cour. Erreur moyenne des moyennes mensuelles des éléments magnétiques 9.

Dehalu. Progrès du magnétisme terrestre 9.

H. Deslandres. Distribution des orages magnétiques 34.

D. W. Dye. Magnetometer for the Measurement of the Earth's Vertical Magnetic Intensity 59.

J. Egedal. Lunar-diurnal magnetic variation and its relation to the solar-diurnal variation 60.

— Verbindung zwischen den mondentägigen und den sonnentägigen Variationen der magnetischen Deklination 121.

W. Feld. Säkularvariation des Erdmagnetismus 11.

J. A. Fleming and J. P. Ault. Program of scientific work on cruise VII of the Carnegie, 1928—1931 135.

— and H. W. Fisk. Summary of magnetic survey-work by the Carnegie-Institution of Washington 135.

Adam v. Gernet. Gang der magnetischen Vermessung der Ostsee 82.

Franz Göschl. Kosmische Einflüsse auf die erdmagnetischen Schwankungen 11.

Richard Hamer. Variations of atmospheric pressure as a possible contributing cause of static, of earth currents and their variations on the earth's magnetic field 89.

K. Haussmann. Magnetische Messungen im Steinheimer Becken 11.

C. Kassner. Vorschlag von Leibniz zu ausgedehnten erdmagnetischen Beobachtungen 135.

J. Keränen. Secular change of the earth's magnetic force in Northern Europe 11.

— und H. Odelsjö. Magnetic Measurements in the Baltic Sea 33.

J. Koenigsberger. Deutung der Karten magnetischer Isanomalien und Profile 110.

Henri Labrouste. Mesures magnétiques dans le nord de la France 82.

J. Maurer. Erdmagnetismus 58.

H. E. McComb. Sensitivity of magnetic variometers 136.

A. Nippoldt. Karten der Verteilung des Erdmagnetismus 58.

— Verteilung der örtlichen magnetischen Störungen in Europa 58.

— Anisotrope Magnetisierung der Erde 60.

Albert Nodon. Relation entre les oscillations des champs électriques et magnétiques terrestres, et les foyers solaires diamétraux 103.

J. Olsen. Scale values of the magnetic observatory at Godhavn 102.

E. A. Owen and H. I. Jones. Potentials during the Solar Eclipse 32.

A. Pödder. Mikromagnetische Oscillationen in Zui (Irkutsk) mit Hilfe der Induktionsspule 43.

Jean G. Popesco. Variation du magnétisme terrestre 11.

H. Reich. Regionale, magnetische Anomalien Deutschlands 81.

Luis Rodés. Cause and propagation of magnetic storms 60.

A. Røstad. Einwirkung der magnetischen Perturbationen auf die geographische Verbreitung des Nordlichtes 120.

Ad. Schmidt. Enthalten die Variationen des Erdmagnetismus einen Bestandteil, der in Beziehung zur Sternzeit steht? 61.

W. B. Schokastowitsch. Periodische Schwankungen der Sonnenflecken und der magnetischen Kraft 60.

J. M. Stagg. 27-Day Recurrence interval in magnetic disturbance 120.

— Magnetic fluctuations and sunspot frequency 10.

— Time interval between magnetic disturbance and associated sunspot changes 135.

- D. Stenquist. Diurnal variation of the normal earth-current in Southern Sweden 60.
 Seb. Timpanaro. Berücksichtigung der zeitlichen erdmagnetischen Variation bei den Beobachtungen 120.
 O. Venske. Vergleich der erdmagnetischen Normalinstrumente von Potsdam und Rude Skov 59.
 K. F. Wasserfall. Periodic variations in terrestrial magnetism 58.
 Heinrich Wehner. Erdmagnetische Säkularvariation und Orientation alter Kultbauwerke 81.
 R. v. d. Woolley. Magnetic observations in Spitzbergen 61.

Polarlicht.

- G. Cario. Green auroral line 130.
 C. Chree. Magnetic disturbance and aurora 12.
 J. Dufay. Intensité de la raie verte des aurores polaires dans le spectre du ciel nocturne 15.
 E. O. Hulburt. Origin of the Aurora Borealis 138.
 Harvey B. Lemon. Auroral Display of July 7 139.
 C. Störmer. Aurora Curtain of Violet-gray Colour Situated at a High Altitude 15.
 — Effect of Sunlight on the Altitude of Aurora Rays 32.
 — Nordlichterscheinungen in niederen Breiten 28.
 L. Vegard. Origin of the red colour of the aurora 34.
 — Leuchten verfestigter Gase und ihre Beziehungen zum Nordlicht 64.
 Ragnvald Wessø. Aurora photographs 139.

Erdströme, Erdladung, Lufterlektrizität.

- E. V. Appleton. Existence of more than one Ionised Layer in the Upper Atmosphere 31.
 Hans Benndorf. Grundzüge einer Theorie des elektrischen Feldes der Erde 62.
 L. Binder. Untersuchungen über den Blitz 103.
 K. F. Bottlinger. Natur der Kugelblitze 129.
 Walther Brand. Kugelblitz 103.
 A. Brasch, F. Lange und C. Urban. Erzielung extremer elektrischer Potentiale mittels der atmosphärischen Gewitterelektrizität 64.

- Marcel Brillouin. Questions d'électricité atmosphérique 137.
 J. E. I. Cairns. Effects of the atmospheric-electric elements on broadcast reception 12.
 C. Chree. Atmospheric Electricity 32.
 Odd Dahland L. A. Gebhardt. Effective heights of the conducting layer 128.
 C. Dauzère et J. Bouget. Ionisation intense de l'air dans les lieux fréquemment foudroyés 136.
 E. F. George, W. M. Young and Harry Hill. Electrical conditions accompanying sand storms 7.
 Ross Gunn. Diamagnetic layer of the earth's atmosphere and its relation to the diurnal variation of terrestrial magnetism 138.
 V. F. Hess. Atmospheric Electricity 32.
 — Ionenerzeugung und Ionenvernichtung in der Atmosphäre über dem Meere und im Gebirge 62.
 — Mittlere Lebensdauer der leichten Ionen und Ionisierungsbilanz in der Atmosphäre über dem Meere und im Gebirge 62.
 E. O. Hulburt. Ionisation in the Upper Atmosphere 30, 128.
 E. Mathias. Photographie d'éclair 129.
 P. J. Nolan and Cilian O. Brolchain. Atmospheric electrical conductivity in connection with the solar eclipse 82.
 Harald Norinder. Electrophysical conditions determining lightning surges 128.
 W. J. Rooney. Earth-resistivity measurements in the Copper Country, Michigan 64.
 Teodor Schlomka. Unmittelbarer Nachweis der elektrischen Erdladung 136.
 W. Smosarski. Electricité atmosphérique à Poznań 83.
 W. F. G. Swann. Earth's Electric Charge 82.
 — Activities atmospheric-electric investigations 120.
 Albert Wigand. Elektrische Selbstaufladung von Verbrennungsmotoren 61.
 — Messungen des lufterlektrischen Potentialgefälles vom Luftschiff aus 61.
 A. Wigand und H. Kircher. Schnellwirkende lufterlektrische Kollektoren 3.

T. W. Wormell. Currents Carried by Point-Discharges beneath Thunderclouds and Showers 44.

Durchdringende Strahlung.

Franz Běhounek. Ursprung der durchdringenden Strahlung der Atmosphäre 105.

Konrad Büttner. Absorptionsmessungen der Höhenstrahlung mit Bleipanzern im Flugzeug 20.

—, gemeinsam mit Werner Feld. Abhängigkeit der Höhenstrahlungsschwankungen von der Sternzeit 36.

J. Clay. Durchdringende strahlung 84.
— Penetrating Radiation 104.

Axel Corlin. Highly Penetrating Cosmic Rays 85.

Olaf Devik. Durchdringende Strahlung während der Sonnenfinsternis 45.

B. P. Gerasimovič. Astrophysical aspects of the general field of penetrating radiation 65.

Gerhard Hoffmann. Verhalten von Stoffen verschiedener Ordnungszahl gegenüber der Hessschen Ultra- γ -Strahlung und Eigenaktivität der Elemente 45.

— und E. Steinke. Maximalhärte der Hessschen Ultra- γ -Strahlung 66.

R. D. Kleeman. Abnormal specific heat of a rarefied gas at a low temperature, and the cosmic radiation 125.

W. Kohlhörster. Durchdringende Strahlung in der Atmosphäre 105.

— Barometereffekt der Höhenstrahlung 45.

— Durchdringende Strahlung während der Sonnenfinsternis 105.

R. A. Millikan. Recent experiments on cosmic rays 45.

— High frequency rays of cosmic origin 83.

— and G. H. Cameron. High altitude tests on the geographical, directional, and spectral distribution of cosmic rays 83.

E. Steinke. Durchdringende Hesssche Strahlung 121.

L. Tuwim. Verzerrung der Absorptionskurve kosmischer Strahlen im Wasser durch sekundäre Streustrahlung 85.

Radioaktivität.

W. Baranow. Messung der Luftradioaktivität 7.

François Běhounek. Électricité et radioactivité de l'atmosphère au Spitzberg 29.

Sam J. Khambata. Radio-Active Products present in the Atmosphere of Bombay 30.

A. Wigand und F. Wenk. Gehalt der Luft an Radium-Emanation 136.

Drahtlose Wellen in der Atmosphäre.

E. F. W. Alexanderson. Polarization Changes Caused by Ground Absorption 12.

Edwin J. Alway. Propagation of short waves during a solar eclipse 103.

E. V. Appleton. Kerr Effect in Wireless Transmission 14.

— and M. A. F. Barnett. Wireless signal strength measurements 137.

L. W. Austin. Long-Wave Radio Measurements, with Comparisons of Solar Activity and Radio Phenomena 46.

— Radio Atmospheric Disturbances and Solar Activity 47.

William G. Baker and Chester W. Rice. Refraction of Short Radio Waves in the Upper Atmosphere 12.

M. Bäumler. Einfluß der Sonnenfinsternis auf die Ausbreitung drahtloser Wellen 13.

J. E. I. Cairns. Atmospherics at Watheroo 103.

John R. Carson. Reduction of atmospheric disturbances 138.

P. Duckert. Einfluß der Atmosphäre und ihrer jeweiligen Zustände auf die Radiopollung 32.

— Abhängigkeit der Funkbeschickung von meteorologischen Einflüssen 138.

Georges-Henri Huber. Influence des surfaces de discontinuité atmosphériques sur la propagation des ondes courtes 31.

E. H. Kincaid. Two Contrasting Examples Wherein Radio Reception Was Affected by a Meteorological Condition 46.

Hans Lassen. Einfluß des Erdmagnetfeldes auf die Fortpflanzung der elektrischen Wellen der drahtlosen Telegraphie in der Atmosphäre 12.

F. Michelssen. Peilbarkeit kurzer Wellen auf See bei Tag und Nacht 31.

Greenleaf W. Pickard. Correlation of radio reception with solar activity and terrestrial magnetism 33.

— Relation of radio reception to sunspot position and area 103.

5. Physik des Meeres.

Zusammensetzung des Meerwassers, Statik, Dynamik und Optik, Ozeanographie.

- N. W. Cummings and Burt Richardson. Evaporation from lakes 69.
A. Defant. Triftströme bei geschichtetem Wasser 26.
— Ergebnisse der Meteorexpedition 47.
J. A. Fleming and J. P. Ault. Program of scientific work on cruise VII of the Carnegie, 1928—1931 135.
Arthur Holmes. Oceanic Deepes and the Thickness of the Continents 54.
W. J. Humphreys. Origin of the ocean and the atmosphere 47.
P. Idراع. Appareil enregistreur pour l'étude océanographique des courants de profondeur 66.
Harold Jeffreys. More Rapid Longitudinal Seiches of a Narrow Lake 106.
H. U. Sverdrup. Scientific Work of the „Maud“ Expedition 47.

Gezeiten.

- Marcel Brillouin. Conditions mixtes aux frontières. Océans et continents 136.
Albert Defant. Gezeitenprobleme des Meeres in Landnähe 124.
André Defour. La force des marées peut être assouplie aux besoins des secteurs 7.
A. T. Doodson. Application of Numerical Methods of Integration to Tidal Dynamics 106.
S. Goldstein. Tidal Motion in Elliptic Basins 124.
H. Horrocks. Meteorological Perturbations of Tides and Currents in an Unlimited Channel rotating with the Earth 106.
J. Proudman. Tides in a Flat Semi-circular Sea of Uniform Depth 124.
— Theorem in Tidal Dynamics 105.

6. Physik der Atmosphäre.

Statik und Dynamik.

- J. Bartels. Gezeitenerscheinungen in der Atmosphäre 87.
H. P. Berlage. Erhaltungstrieb gewisser langperiodischer Schwankungen des Luftdruckes und der Temperatur 109.

Karl C. Berz. Bildung der Hagelkörner und Ursache des polymorphen Auftretens des festen Wassers 127.

Louis Besson. Refroidissement de l'air au coucher du Soleil 72.

Börnstein. Leitfaden der Wetterkunde 47.

R. K. Boylan. Atmospheric dust and condensation nuclei 86.

R. Bureau et A. Viaut. Conditions météorologiques de l'apparition de perturbations atmosphériques dans les appareils récepteurs 90.

S. Chapman and M. Hardman. Linear atmospheric tide at Helwan, Madras and Mexico 127.

N. W. Cummings and Burt Richardson. Evaporation from lakes 69.

Dedebant. Champ du déplacement instantané des isobares 68.

Olaf Devik. Neukonstruktionen meteorologischer Instrumente 124.

W. Ekman. Eddy-viscosity and skin-friction in the dynamics of winds and ocean currents 126.

R. Esnault-Pelterie. Loi de variation de densité de l'atmosphère en fonction de l'altitude 125.

Sigurd Evjen. Karten der barometrischen Unruhe 69.

Felix M. Exner. Abhängigkeit des Turbulenzfaktors der Winde von der vertikalen Temperaturverteilung 86.

G. Falckenberg. Aerologische Studienreise des Drachenbootes der Rostocker Luftwarte 89.

H. v. Ficker. Meteorologisches System von Wilhelm Blasius 73.

Richard Hamer. Variations of atmospheric pressure as a possible contributing cause of static, of earth currents and their variations on the earth's magnetic field 89.

J. Hoffmeister. Grenzflächen mit gleichförmiger Geschwindigkeit zwischen verschieden temperierten Luftmassen 87.

H. Jameson. Rainfall Law 89.

Chr. Jensen. Gelegentliche atmosphärisch-optische Erscheinungen 106.

Hilding Köhler. Water in the clouds 8.

P. Lasareff. Ursache der Verteilung der Temperatur der Erdoberfläche zu jetziger Zeit und in den geologischen Epochen 19.

- V. Láska. Anwendung der Statistik in der Meteorologie im allgemeinen und auf die Niederschlagsreduktion insbesondere 89.
- E. V. Newnham. Correlation Coefficients in Meteorology 86.
- T. Okada and T. Yamada. Effect of topography on the diurnal variation of wind direction 127.
- J. S. Owens. Haze 72.
- Salt Crystal as Nuclei of Sea Fog Particles 126.
- Stefano Pagliani. Utilizzazione dell'energia cinetica di vento 140.
- E. Palmén. Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Zyklogen 87.
- M. Robitzsch. Bestimmung von Höhe und Mächtigkeit von Wolkenschichten aus den Hyrogrammen der aerologischen Meßgeräte 72.
- A. Scheer. Hilfsmittel für den erdkundlichen Unterricht 73.
- August Schmauss. Wettervorhersage 97.
- Wilhelm Schmidt. Massenaustausch in freier Luft 127.
- Ingolf Sestoft. Aeroologi og Aero-nautisk Meteorologi 127.
- Napier Shaw. Salt Crystals as Nuclei of Sea Fog Particles 126.
- Torahiko Terada and Seiti Yamaguti. On the Effects of Winds on Sea-Level 24.
- H. Thomas. Berechnung der Mitteltemperatur einer Luftsäule 88.
- Tabellen zur Differentialformel für barometrische Höhenmessung 89.
- Ferd. Travniček. Häufigkeit aperiodischer Wellen des Luftdruckes und der Temperatur 137.
- L. Weickmann. Ausbreitung der Luftdruckwellen über Europa 19.

Strahlungsvorgänge,

Zusammensetzung der Atmosphäre, Solarkonstante.

- Wilhelm Anderson. Hypothese von Petersen, daß die höchsten Atmosphärenschichten durch β -Strahlen erwärmt werden 108.
- G. Armellini. Assorbimento selettivo dell'atmosfera terrestre e temperatura stellare effettiva ed apparente 129.
- W. Lawrence Balls. Green Flash at Sunrise 49.
- S. J. Barnett. Green Flash 139.
- J. Bartels. Höchste Atmosphärenschichten 128.

- Berkeley. Theory of the Upper Atmosphere and Meteors 68.
- W. E. Bernheimer. Schwankungen der kurzwelligen Sonnenstrahlung 70.
- Wolfgang Busse. Ultraviolettmessungen im nördlichen Schwarzwald 107.
- Jean Cabannes et Jean Dufay. Variations de la quantité d'ozone contenue dans l'atmosphère 15.
- Daniel Chalonge. Couche d'ozone de la haute atmosphère pendant la nuit 83.
- Dannmeyer. Ultraviolettstrahlung auf Island 17.
- G. M. B. Dobson. Accuracy of Spectroscopic Measurements of the Amount of Ozone in the Atmosphere 21.
- C. Dorno. Grundzüge des Klimas von Muottas-Muraigl 92.
- Jean Dufay. Polarisation de la lumière du ciel nocturne 17.
- J. Georgi. Meteorologie im Dienste der Klimaforschung 106.
- F. W. Paul Götz. Totale Sonnenfinsternis vom 29. Juni 1927 70.
- Armand de Gramont. Éclairement limite en télémetric monostatique 71.
- P. Gruner. Dämmerungsbeobachtungen im Hochgebirge 107.
- Wilhelm Hartmann. Blau-ultraviolette Sonnenstrahlung und atmosphärische Vorgänge 48.
- Hoelper. Entgegnung an Dobson 21.
- E. A. Holm. Sama-Zustand. Versuche an Gasen 66.
- Chr. Jensen. Stand und Aufgaben der atmosphärischen Polarisationsforschung 48.
- Bedeutung der atmosphärischen Polarisation für die Beurteilung des Reinheitsgrades der Atmosphäre 106.
- Himmelsstrahlung 111.
- N. N. Kalitin. Typus des Aktinometers von Arago-Davy 3.
- Himmelselligkeit 70.
- V. Kartschaguin. Polarisation de la lumière diffuse du ciel 106.
- Otto Kestner und Hermann Schadow. Strahlung, Atmung und Gaswechsel. Versuche am Jungfrauojoch 17.
- Strahlenmessung nördlich des Polarkreises 17.
- Herbert H. Kimball. Solar radiation intensity and its depletion by the atmosphere 16.
- R. D. Kleeman. Abnormal specific heat of a rarefied gas at a low temperature, and the cosmic radiation 125.

- E. Kleinschmidt. Messung der Sonnenscheindauer 15.
 Joseph Lévine. Rôle de l'ozone dans l'atmosphère 67.
 F. Lindholm. Staubtrübung der Atmosphäre 1909—1926 48.
 Oliver Lodge. Green Flash 71.
 F. Loewe. Messungen der Himmelsbläue in verschiedenen Höhen 14.
 — Gleichzeitiges Auftreten von Unter-
 sonne und Glorie 14.
 Ragnar Lundblad. Solstrahlungs-
 variabilität 130.
 H. B. Maris. Theory of the Upper At-
 mosphere and Meteors 67.
 Charles Moureu. Diffusion des gaz
 rares dans la nature 73.
 O. Pederson. Højere atmosfæres
 sammensætning, tryk, temperatur og
 elektriske ledningsevne 128.
 B. M. Peek. Rainbow Visible after
 Sunset 139.
 Marja Pietruszyńska. Extinction de
 la luminiscence retardée dans l'air 14.
 K. R. Ramanathan. Intensity and
 Polarisation of Skylight at Sunrise
 and Sunset 18.
 L. A. Ramdas. Raman Effect and the
 Spectrum of the Zodiacal Light 123.
 Ivo Ranzi. Priorità italiana l'attino-
 metro a distillazione del Bellani 133.
 Rayleigh. Light of the Night Sky 130.
 F. Ruda. Spiegazione del raggio verde
 71, 107.
 G. C. Simpson. Terrestrial radiation
 90.
 A. Gael Simson. Interference? 92.
 W. Smosarski. Dämmerungsbeob-
 achtungen 91.
 — Messungen eines neutralen Punktes
 der atmosphärischen Polarisation
 91.
 Edward Stenz. Observations de la
 radiation solaire et de l'opacité atmo-
 sphérique 109.
 Carl Störmer. Photogrammetrische
 Bestimmung der Höhe von irisierenden
 Wolken 14.
 I. I. Tichanowsky. Bestimmung des
 optischen Anisotropiekoeffizienten
 der Luftmoleküle durch Messungen
 der Himmelspolarisation 34.
 — Theorie der Lichtzerstreuung in der
 Erdatmosphäre 35, 139.
 A. Wigand. Sicht und Beleuchtungs-
 richtung 16.
 R. W. Wood. Factors which determine
 the Occurrence of the Green Ray 107.

Akustik.

- H. Galbrun. Ondes sonores et nappes
 de silence dans l'atmosphère 68.
 W. Hiller. Zone der anormalen Hörbar-
 keit im kleinen 127.
 O. Meisser. Einfallswinkel des anor-
 malen Luftschalles 26.

7. Angewandte Geophysik.

Allgemeines.

- Richard Ambronn. Systematische
 Anwendung geophysikalischer Auf-
 schlußarbeiten in der Praxis 93.
 Mario Bossolasco. Metodi geofisici
 per l'esplorazione del sottosuolo 110.
 A. S. Eve. Geophysical Prospecting 94.
 — Applied geophysics 94.
 C. E. Van Orstrand. Machine for
 measuring the depths of deep wells
 49.
 Stefano Pagliani. Utilizzazione dell'e-
 nergia cinetica di vento 140.
 E. Pautsch. Methods of Applied Geo-
 physics for the Exploration of Oil,
 Ores and Useful Deposits 23.

Schwerkraftmethoden.

- Arnaldo Belluigi. Bilancia di Eötvös
 54.
 — Uso del variometro di gravità 54.
 — Darstellung der Isogammen 118.
 G. A. Gamburzeff und M. Polikar-
 poff. Ursache der Kursker magne-
 tischen und Gravitationsanomalie
 110.
 S. Ghirin. Pallet for Measuring the Zero-
 Point Position in the Torsion Balance
 50.
 J. H. Jones and R. Davies. Second
 Derivatives of the Gravitational Po-
 tential over a Buried Anticline 131.
 Karl Jung. Diagramme zur Bestim-
 mung der Terrainwirkung für Pendel
 und Drehwaage 54.
 — Bestimmung von Lage und Aus-
 dehnung einfacher Massenformen 2.
 Karl Kilchling. Gleichmäßig gedrehte
 Drehwaage 26, 49.
 — Messungen mit der gleichmäßig ge-
 drehten Drehwaage 26, 49.
 K. A. Kyrillov. Handliche Methoden
 zur Bestimmung von $R_a \left(\frac{\partial^2 W}{\partial y \partial z} \right)$ und
 $Q_a \left(\frac{\partial^2 W}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} \right)$ bei schief einfallen-
 den Schichten 50.

- P. Nikiforov. Vorteil fortlaufender Registrierung der Schwingungen des Drehwaagegehänges 49.
- Gravimetrische Untersuchungen am Salzhorst bei Ilezk 50.
- Bestimmung der Ruhelage bei der Drehwaage 50.
- Principles of Gravitational Method of Prospecting 50.
- Gravitationsvariometer mit kurzen Perioden 50.
- , S. Ghirin, A. Terentiev, N. Veschniakov. Gravimetric Researches of Ferruginous Quarzites in the Krivoi-Rog Region 50.
- B. Numerov. Corrections of observations made by means of a gravitational variometer with respect to topography 131.
- Graphische Methode zur Bestimmung des topographischen Einflusses und des Einflusses der unterirdischen Massen auf die gravimetrischen Beobachtungen 131.
- Topographische Reduktion bei Drehwaagenbeobachtungen 131.
- H. Winkelmann. Praktische Verwendbarkeit verschiedener Drehwaagentypen 111.

Seismische und akustische Methoden.

- G. Angenheister und W. Schneider. Messungen der Erschütterungen von Boden und Gebäuden, hervorgerufen durch Maschinen und Fahrzeuge 80.
- Akitune Imamura. Observations of Slow Earthquake Motions 51.
- Paul Kirkpatrick. Seismic measurements 51.
- J. Lacoste. Grandissement dynamique des séismographes à la plate-forme 51.
- P. Lasareff. Praktische Seismometrie 94.
- C. Mainka. Unterstützung der Gebirgsschlagforschung durch die Seismik 43.
- E. G. Richardson. Applications of sound propagation to geophysics and cognate technology 28.
- W. Schneider. Seismographische Messungen der durch Straßenbahnwagen hervorgerufenen Bodenerschütterungen 57.
- W. Schweydar und H. Reich. Künstliche elastische Bodenwellen als Hilfsmittel geologischer Forschung 1.

- Kyoji Suyehiro. Instability of Seismometers 51.
- T. Tamaru. Acceleration Seismometer 51.
- J. Wilip. Precision-seismographs 51.
- Anwendung der galvanometrischen Registriermethode in seismischen Gebieten 77.

Elektrische, magnetische, radioaktive und thermische Methoden.

- D. la Cour. Apparat til jordmagnetiske Maaling 52.
- G. A. Gamburzeff und M. Polikarpoff. Ursache der Kursker magnetischen und Gravitationsanomalie 110.
- A. Gibsone. Grenze der Anwendbarkeit elektrischer Schürfmethode mittels Wechselstrom 52.
- Hans Haalek. Magnetische Verfahren der angewandten Geophysik 1.
- C. A. Heiland. Construction, theory and application of magnetic field balances 52.
- und P. Duckert. Neukonstruktion von Ad. Schmidts Feldwaage 94.
- W. Heine. Bestandteile des magnetischen Feldes bei geophysikalischen Bodenuntersuchungen mit Wechselstrom 33.
- Theorie elektrischer Bodenforschung 95.
- Elektrische Bodenforschung 110.
- J. N. Hummel. Potentialverteilung für einen speziellen Fall im Hinblick auf geoelektrische Potentiallinienverfahren 96.
- Physikalische Grundlagen einer geoelektrischen Aufschlußmethode 95.
- Tiefenwirkung bei geoelektrischen Potentiallinienmethoden 82.
- J. Koenigsberger. Berechnung der Wirkungen von Einlagerungen auf natürliche und künstliche homogene Felder in der Erde 25.
- Deutung der Karten magnetischer Isanomalien und Profile 110.
- Mächtigkeitsbestimmung von Deckschichten über Spalten durch Radioaktivitätsmessungen 132.
- P. Lasareff. Anomalie magnétique de Koursk 136.
- E. G. Leonardon. Observations upon telluric currents and their application to electrical prospecting 140.
- Ferdinand Müller. Radioaktivitätsmessungen als geophysikalische Aufschlußmethode 51.

8. Kosmische Physik.

- Wilhelm Anderson. Prüfung der Theorie von R. W. Gurney an den Heliumlinien der Chromosphäre 132.
- G. Armellini. Assorbimento selettivo dell'atmosfera terrestre e temperatura stellare effettiva ed apparente 129.
- I. S. Bowen. Origin of the Nebulium Spectrum 52.
- Thomas Chrowder Chamberlin. Growth of the earth 96.
- Axel Corlin. Radioaktive Strahlen von den Mira-Sternen 19.
- L. Counson. Champ magnétique de l'orbite lunaire 52.
- Willard J. Fisher. Fireballs and New England Scientists 72.
- B. P. Gerasimovič. Mira variables and penetrating radiation 20.
- Arthur Haas. Kosmische Bedeutung des Comptoneffektes 123.
- J. Hopmann. Kosmische Lichtquellen 111.
- P. Jordan. Thermodynamische Gleichgewichtskonzentration der kosmischen Materie 19.
- H. Kienle und A. Juška. Helligkeitsverteilung auf der Sonnenscheibe 96.
- Franz Linke. Sonnen- und Himmelsstrahlung 109.
- Walther Nernst. Physico-chemical considerations in astrophysics 140.
- Fr. Nölke. Entwicklung im Weltall 111.
- E. J. Perepelkin. Relative Intensität der Spektrallinien in verschiedenen Höhen der Protuberanzen 111.
- M. Pinkhof. Explanation of Complex Halos 112.
- J. Plassmann. Milchstraße 112.
- Albert B. Reagan. Daylight meteor 96.
- J. H. Reynolds. Distribution of Ionised Oxygen in the Gaseous Nebulae 96.
- H. Rosenberg. Strahlungseigenschaften der Sonne 111.
- Friedrich Schmid. Zodiakallicht 140.
- Elihu Thomson. Possible Explanation of the Zodiacal Light 123.
- Rolin Wavre. Masse fluide hétérogène en rotation et la géodésie 74.
- Champ de la pesanteur à l'intérieur des planètes 75.
- Rotations permanentes d'une masse fluide hétérogène et géodésie 74.
- Issei Yamamoto. Photograph of a remarkable meteor 96.
- L. Zehnder. Zyklische Sonnenbahn als Ursache der Sonnenfleckenperioden 112.
- Entwicklung des Weltalls aus mechanischen Grundlagen 111.

DATE DUE

NOV 4 79 PER

PERIODICALS MUST BE RETURNED
TO PERIODICALS DESK ONLY

DEMCO 38-297



3 8198 318 723 960

